

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN

SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

DE VERVAARDIGING VAN CORRECTIEPLATEN VOOR SCHMIDT-OPTIEKEN

door H. RINIA en P. M. van ALPHEN.

535.313

Wanneer men bij optische systemen met behulp van spiegels of lenzen een beeld vormt, levert de onvolkomen afbeelding ten gevolge van beeldfouten vaak grote moeilijkheden op. Indien men afziet van fouten van hogere orde, zijn er vijf: de sferische aberratie, de coma, het astigmatisme, de beeldveldkromming en de vertekening. In 1931 heeft B. Schmidt een spiegelsysteem ontworpen, dat voor vier van deze vijf fouten zeer goed gecorrigeerd is, terwijl de invloed van het gekromde beeldveld op de vertekening gewoonlijk verwaarloosd kan worden. Schmidt plaatste in het krommingsmiddelpunt van een sferische spiegel een diafragma en een correctieplaat. Het grote voordeel van dit systeem is, dat men daarbij met grote openingen kan werken en tegelijkertijd een behoorlijk groot bruikbaar gezichtsveld heeft. Nadat de werking van deze Schmidt-optiek en de vorm der correctieplaat besproken is, wordt een beschrijving gegeven van een nieuwe methode voor het vervaardigen van deze correctieplaten, die in het Philips-laboratorium te Eindhoven uitgewerkt is. Daarbij wordt gebruikt gemaakt van een mal, waarvan het oppervlak het negatief is van de verlangde plaat, maar waarbij de afmetingen in de dikterichting bijv. $5 \times$ overdreven zijn. Op de mal wordt in dat geval een 20% gelatine-oplossing gebracht, die na indroging de gewenste vorm vertoont. Het systeem van Schmidt, het eerst toegepast bij astronomische telescopen, is ook bruikbaar voor verschillende andere optische doeleinden.

Inleiding

De meeste optische instrumenten hebben ten doel van een voorwerp een afbeelding te leveren. Deze afbeelding moet soms vergroot zijn, zoals bij projectielenzen, of verkleind zoals in het geval van fotografische lenzen, maar steeds zal men verlangen, dat zij „scherp” is en gelijkvormig met het voorwerp. Dat deze opgave niet zo eenvoudig opgelost kan worden, blijkt wel uit het feit, dat de astronomische telescopen, welke een beeld van de sterrenhemel moeten leveren, reeds een ontwikkeling van meer dan drie eeuwen achter de rug hebben en toch nog niet volmaakt genoemd kunnen worden. Het zijn steeds de zg. beeldfouten, die een zekere onscherpte in de gevormde beelden teweegbrengen en de gelijkvormigheid van de afbeelding verloren doen gaan.

In een artikel, opgenomen in een vorige aflevering van dit tijdschrift¹⁾, zijn de voornaamste van deze fouten behandeld. Het bleek daarbij, dat hun grootte afhangt van de afstand y_0 van het voorwerpspunt

tot de optische as van het systeem en van de invalshoogte H van de beschouwde lichtstraal.

Indien we ons beperken tot aberraties van de derde orde, dwz. fouten die met hoogstens de derde macht van de zoëven genoemde parameters evenredig zijn, dan zijn er bij gebruik van monochromatisch licht vijf optische fouten: de sferische aberratie, de coma, het astigmatisme, de beeldveldkromming en de vertekening. Werken we met samengesteld licht, dan treden behalve deze vijf nog twee kleurfouten of chromatische aberraties op.

Op verschillende manieren heeft men geprobeerd optische systemen te construeren, waarbij deze fouten grotendeels geëlimineerd zijn. Zo heeft men in de sterrenkunde bij de bouw van reflectoren de holle spiegel in plaats van een sferische een parabolische vorm gegeven. Wanneer men dan sterren in de asrichting observeert, zullen er, ook bij een grote invalshoogte H , geen beeldfouten optreden, maar voor stralenbundels die een hoek met de as maken, geven coma en astigmatisme al spoedig grote aberraties: met een parabolische spiegel kan

¹⁾ W. de Groot, Optische fouten bij afbeelding door lenzen en spiegels, Philips techn. T. 9, 301-308, 1947 (No. 10).

men wel een grote opening gebruiken, maar men is aangewezen op een klein gezichtsveld.

Een andere mogelijkheid is, dat men bij een sferische spiegel een diafragma in het krommingsmiddelpunt plaatst. Voor richtingen die een behoorlijk grote hoek met de optische as van het systeem maken, wordt dan een deel der beeldfouten evenals op de hoofdas vermeden, maar de sferische aberratie blijft. Om de invloed hiervan te beperken is het nodig het diafragma een kleine opening te geven: bij een sferische spiegel met een diafragma in het krommingsmiddelpunt kan men met een groot gezichtsveld werken, maar men moet dan de opening klein maken, wat geringe lichtsterkte betekent.

Bij lenssystemen heeft men gestreefd naar het elimineren van de beeldfouten door lenzen van verschillende vormen en verschillende soorten glas te combineren. Men krijgt aldus samengestelde lenzen, waarbij een bepaalde beeldfout opgeheven is. Het is echter niet mogelijk op deze wijze voor een optiek met grote opening en een groot gezichtsveld alle beeldfouten tegelijkertijd te corrigeren. Dikwijls gaat het elimineren van bepaalde fouten gepaard met een grotere invloed van de resterende. Speciaal de fouten van hogere orden gaan daarbij een rol spelen. Indien men bij het ontwerpen van een lenzenstelsel zorg draagt, dat alle fouten van de derde orde van het ene gedeelte door de overeen-

lichtsterkte zijn, des te groter is de invloed van deze fouten van hogere orden.

Een belangrijke constructie, ontworpen om de beeldfouten zo goed mogelijk te corrigeren met behoud van een groot gezichtsveld en een extreem grote lichtsterkte, is het spiegelsysteem van Schmidt. In het onder ¹⁾ geciteerde artikel is reeds medegedeeld, dat men daarbij gebruik maakt van een sferische holle spiegel en een correctieplaat met een asferisch oppervlak.

In dit artikel wordt een nieuwe methode voor het vervaardigen van deze plaat beschreven, die in het Philips-laboratorium te Eindhoven is uitgewerkt. We willen echter eerst de werking van deze Schmidt-optiek en de vorm van de correctieplaat kort bespreken.

De uitvinding van B. Schmidt

In 1931 heeft B. Schmidt, een instrumentmaker van de Hamburgse Sterrenwacht te Bergedorf, het optische systeem ontworpen dat naar hem genoemd is. We zullen nagaan welke gedachtengang hij daarbij volgde ²⁾.

Schmidt gaat uit van een sferische holle spiegel. Dit biedt direct reeds twee grote voordelen. In de eerste plaats is een spiegel volkomen vrij van alle kleurfouten. En verder is bij gelijke brandpuntsafstand en diameter de sferische aberratie bij een holle spiegel $8 \times$ zo klein als bij een enkelvoudige lens.

In het middelpunt van de sferische spiegel (waarvan we de straal R noemen) plaatst Schmidt een diafragma. Daar de richting van iedere invallende straal nu als optische as beschouwd kan worden, zijn de coma en het astigmatisme, betrokken op het genoemde diafragmavlak, nul. Het beeldveld is voor bundels van evenwijdige stralen, zoals uit fig. 1 blijkt, een gedeelte van een bol met $\frac{1}{2}R$ als straal. Dat we met een gekromd beeldveld te doen hebben, is, zowel bij fotografische kijkers als bij verschillende andere toepassingen (schermbeeldfotografie, projectieapparaten voor televisie-ontvangtoestellen), niet zulk een groot bezwaar. Men kan nl. de film resp. het scherm van de kathodestraalbuis, bolvormig maken, zodat deze beeldveldkromming geen invloed heeft. Indien men bij een holle spiegel een diafragma in het krommingsmiddelpunt plaatst en bovendien gebruik maakt van een bolvormig beeldveld, worden behalve de sferische aberratie alle beeldfouten opgeheven, niet alleen die van de derde, maar ook die van hogere orden.

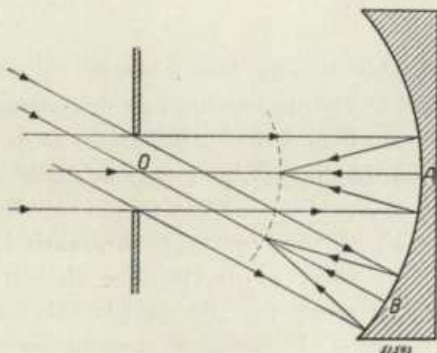


Fig. 1. Een bolvormige holle spiegel met een diafragma in een vlak door het krommingsmiddelpunt O . De beelden, die de bundels evenwijdige stralen A en B vormen, liggen op een bolvormig oppervlak met $\frac{1}{2}R$ als straal, indien de straal van de spiegel met R wordt aangeduid, en O als middelpunt.

komstige fouten van het andere gedeelte volkomen worden opgeheven, dan heeft men nog geen waarborg, dat de afbeelding scherp is. De fouten van de vijfde en hogere orden kunnen het beeld dan nog volkomen bederven. Het is niet mogelijk deze aberraties, tegelijk met die van lagere orden, op exacte wijze te bedwingen. Hoe groter de parameters y_0 en H , dwz. hoe groter het gezichtsveld en de

²⁾ Central-Zeitung für Optik und Mechanik 52, No. 2, 1931.

Streng genomen heeft de vertekening in dit geval ook nog invloed. Daar deze fout onafhankelijk is van de diafragma-opening, verdwijnt zij ook niet, wanneer men ter bestrijding van de sferische aberratie de diafragma-opening klein maakt.

Dit optreden van de vertekening is schijnbaar in strijd met hetgeen in het onder ¹⁾ geciteerde artikel beweerd is over de waarde van de coëfficiënten $c_1 \dots c_4$, die de beeldfouten van de derde orde beheersen. Er is daar nl. betoogd, dat de coëfficiënt c_4 in ons geval nul is, waaruit men zou afleiden dat er geen vertekening optreedt. Men moet hierbij echter bedenken, dat de coëfficiënten $c_1 \dots c_4$ betrekking hebben op de doorsnijding van de beschouwde straal met een plat vlak, loodrecht op de as in het brandpunt aangebracht. Inderdaad snijdt de nevenas ($H = 0$) dit vlak na terugkaatsing in het punt $y_0 = \frac{1}{2} R \tan \theta$, waarbij y_0 de plaats van het paraxiale beeldveld aangeeft en θ de hoek voorstelt tussen de beschouwde nevenas en de hoofdas. Gaat men echter tot een gekromd beeldveld over (bol met straal $\frac{1}{2} R$) en beschouwt men het snijpunt van dezelfde straal met deze bol, dan is de afstand van dit snijpunt tot de as, langs de bol gemeten, thans $\frac{1}{2} R \theta$ en aangezien $\theta \approx t - \frac{1}{2} t^3$, als $t = \tan \theta$, kan men dit opvatten als een vertekening, die bijvoorbeeld tot uiting komt als men een oorspronkelijk over het boloppervlak uitgespannen filmband vlak gaat leggen en in dit vlak getrokken boloppervlak het beeld gaat bekijken. In de regel is deze vertekening echter zo gering, dat haar invloed verwaarloosd kan worden.

De enige beeldfout welke nog geëlimineerd moet worden, is de sferische aberratie. Schmidt doet dit door in het diafragma een correctieplaat aan te brengen.

Op welke wijze dit correctie-element werkt, kan aan de hand van fig. 2 worden toegelicht. We onderstellen daarbij, dat een lichtbron in het brandpunt van een holle sferische spiegel geplaatst is. In de bovenste helft der tekening is voorgesteld hoe de stralen die van het brandpunt uitgaan, zonder correctieplaat teruggekaatst worden. Alleen de paraxiale stralen lopen na terugkaatsing vrijwel evenwijdig met de hoofdas. Hoe groter de hoek is die de invallende straal met de hoofdas maakt, des te meer wijkt de teruggekaatste straal af van de evenwijdigheid aan de hoofdas.

In de onderste helft van de figuur is aangegeven hoe deze sferische aberratie door Schmidt werd opgeheven. We kunnen ons voorstellen, dat ieder van de teruggekaatste stralen bij de breking in een prismavormig stuk glas een zodanige afwijking krijgt, dat hij evenwijdig aan de hoofdas van de spiegel gaat lopen. Al deze glazen prisma's vormen dan samen het correctie-element. De indeling in een groot aantal zeer dunne prisma's is slechts een schematische voorstelling. In werkelijkheid heeft de correctieplaat een continu oppervlak. De dikte van deze plaat is in de figuur sterk vergroot getekend.

Schmidt heeft ingezien, dat het van veel belang is de correctieplaat in het krommingsmiddelpunt van de spiegel aan te brengen. Men be-

reikt dan hetzelfde grote voordeel dat boven reeds genoemd is voor het geval, dat het diafragma in dit middelpunt aangebracht wordt. Daar alle invallende stralen nu ten opzichte van het correctie-element in dezelfde omstandigheden verkeren, kan men bij het construeren van de stralengang door dit element iedere richting als hoofdas beschouwen.

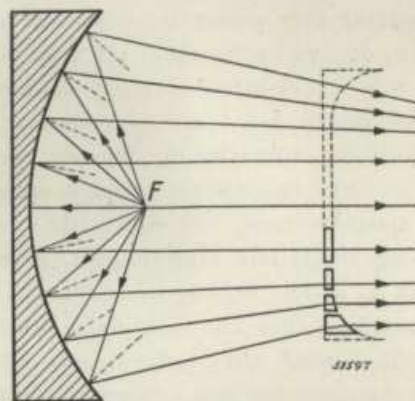


Fig. 2. De werking van een correctieplaat bij een sferische holle spiegel. We denken ons een lichtbron in het brandpunt F van de spiegel. In de bovenste helft der figuur is aangegeven welke richting de teruggekaatste stralen ten gevolge van de sferische aberratie verkrijgen; in de onderste helft is voorgesteld hoe een correctieplaat van de teruggekaatste stralen een evenwijdige bundel vormt.

Weliswaar staat voor stralen die zich niet langs de hoofdas van de spiegel bewegen, de correctieplaat niet loodrecht op de invalrichting. Daar echter de afwijking welke een lichtstraal door een prismavormig stuk glas ondergaat, slechts in geringe mate van de invalshoek afhankelijk is, kan men de hierbij optredende verschillen als een effect van hogere orde beschouwen.

Nog duidelijker wordt dit, indien men er zich rekenschap van geeft, dat de in het diafragma aangebrachte plaat slechts een correctie in de afbeelding beoogt. Het correctie-element is zeer dun, de optische sterkte van het systeem wordt geleverd door de holle spiegel. Wanneer de stralengang der niet-paraxiale stralen in de correctieplaat door de scheve inval iets verandert, dan heeft dit slechts een verandering in de correctie ten gevolge. Dit in tegenstelling tot een lenzensysteem, waarbij de scheve inval der randstralen tot resultaat heeft, dat een geheel andere glasdikte wordt doorlopen, wat direct een verandering in de afbeelding veroorzaakt. Daarom kan een Schmidt-optiek gebruikt worden met een in verhouding tot de brandpuntsafstand veel grotere opening dan een lenzensysteem.

Er is één punt dat hierbij nog kort besproken moet worden. We hebben boven medegedeeld, dat bij een holle spiegel geen kleurfouten optreden. Maar de correctieplaat, die brekend werkt, heeft dispersie

en geeft dus aan stralen met verschillende golflengten verschillende afwijkingen. Men kan bij het vaststellen van de vorm van de correctieplaat hier nog enigszins rekening mede houden en zorg dragen, dat de invloed van de chromatische aberratie zo klein mogelijk is. Overigens moet men ook hierbij wel in aanmerking nemen, dat het verschil in doorsnede tussen het dikste en het dunste deel van de correctieplaat zeer gering is, vaak niet meer dan enkele tienden van een millimeter. Een belangrijke invloed van de kleurfout behoeft daarom bij een dergelijke glazen plaat niet gevreesd te worden.

De sferische aberratie, die bij een parabolische spiegel slechts in één richting is opgeheven, is bij het spiegelsysteem van Schmidt met grote benadering voor alle richtingen geëlimineerd. Daar ook de andere beeldfouten (behalve de beeldveldkromming) voor alle richtingen praktisch zijn opgeheven, vormt dit systeem een optiek, die gebruikt kan worden met een grote opening en die bovendien een behoorlijk groot gezichtsveld heeft.

Het komt er nu maar op aan een correctieplaat te construeren, die aan alle gestelde eisen voldoet.

De vorm van de correctieplaat

Alvorens de methode te bespreken, volgens welke de correctieplaat gemaakt kan worden, willen we eerst nog een manier vermelden, waarop men de vereiste vorm van de plaat op een eenvoudige manier kan berekenen.

Doordat de sferische aberratie, dwz. de hoek welke de stralen afwijken van de gewenste richting, met de derde macht van de invalshoogte H toeneemt, moet de correctieplaat, die deze fout compenseert, een oppervlak hebben, waarvan de helling eveneens met de derde macht van de afstand tot de as toeneemt. (Bij een prisma is immers de deviatie evenredig met de brekende hoek.) De dikte van de correctieplaat (waarvan de ene zijde vlak gedacht wordt) moet dan van het midden uit met H^2 toenemen. Brengt men ook fouten van de 5e en 7e orde in rekening, dan moet de dikte van de plaat voldoen aan de betrekking

$$d = d_0 + BH^4 + CH^6 + DH^8, \dots \quad (1)$$

waarin B , C en D nog onbekende coëfficiënten zijn.

Uit deze formule volgt — wat ook reeds uit de constructie van de stralengang in fig. 2 gebleken is — dat de correctieplaat in het midden zeer vlak moet zijn, terwijl bij de rand de dikte snel toeneemt.

Het is voordelig om het dikteverschil tussen het midden en de rand van de plaat geringer te maken. Boven is immers gebleken, dat het correctie-element twee soorten van fouten doet ontstaan: 1) kleur-

fouten als gevolg van de optredende dispersie, 2) fouten tengevolge van de scheve inval der niet-paraxiale stralen. Deze fouten kan men verminderen door de absolute waarde van de afwijking zo gering mogelijk te maken. Men moet dan niet de in fig. 2 schematisch aangegeven correctieplaat gebruiken die aan de rand een zeer sterke helling vertoont, terwijl het midden nagenoeg vlak is. In plaats hiervan moet men een plaat construeren, waarbij de helling aan de rand verminderd is door in het midden het oppervlak een tegengestelde helling te geven. Men kan dit bereiken door aan formule (1) een term $-AH^2$ (A positief) toe te voegen, zodat deze uitdrukking overgaat in

$$d = d_0 - AH^2 + BH^4 + CH^6 + DH^8. \quad (2)$$

Op deze wijze is de correctieplaat als het ware aangebracht op een platbolle lens. In fig. 3 zijn de oorspronkelijke correctieplaat, deze platbolle lens en de uit de samenvoeging van deze beide verkregen plaat naast elkaar afgebeeld. De dikte en de helling aan de rand zijn, zoals de figuur aantoont, geringer geworden, terwijl het vlakke minimum in de dikte van het midden tot dicht bij de rand verschoven is. De stralen die door deze zone van het minimum gaan, worden niet gebroken. Het punt waar zij, na terugkaatsing op de holle spiegel, de as snijden, is nu het verzamelpunt van alle stralen geworden.

Door de toevoeging van de platbolle lens neemt de brandpuntsafstand van het systeem enigszins toe, zoals men vindt, indien men de gang der paraxiale stralen onderzoekt. Hiertegen bestaat echter geen bezwaar.

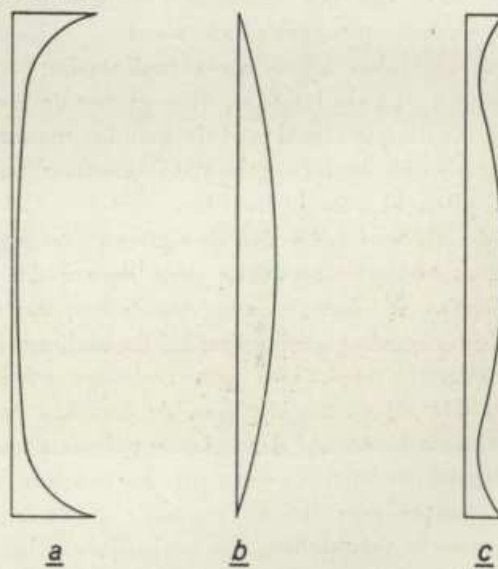


Fig. 3. a) Een correctieplaat voor een Schmidt-optiek.
b) Een platbolle lens, waarmee men de correctieplaat vaak combineert, en
c) de vorm die de correctieplaat dan verkrijgt.
De dikte van de plaat is in deze figuren sterk overdreven getekend.

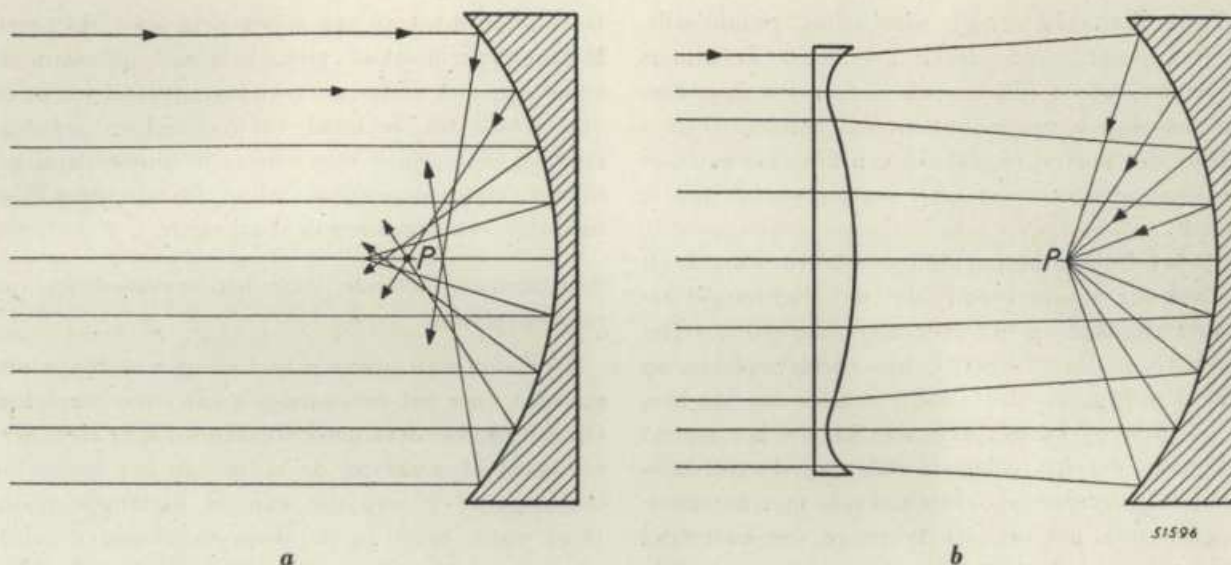


Fig. 4. a) Bij een sferische spiegel zullen de stralen van bundels welke afstanden tot de optische as verschillend zijn, naar verschillende punten convergeren.

b) De correctieplaat bewerkt, dat alle evenwijdige stralen naar eenzelfde brandpunt P convergeren.

De coëfficiënten A , B , C en D en d_0 in formule (2) worden bepaald door voor een aantal invalshoogten H de benodigde waarde van de helling en dus van de dikte van de plaat te berekenen.

In fig. 4 is voorgesteld, hoe de correctieplaat in haar uiteindelijke vorm bewerkt, dat de stralen van een evenwijdige bundel na terugkaatsing op een holle spiegel in één punt samenkomen.

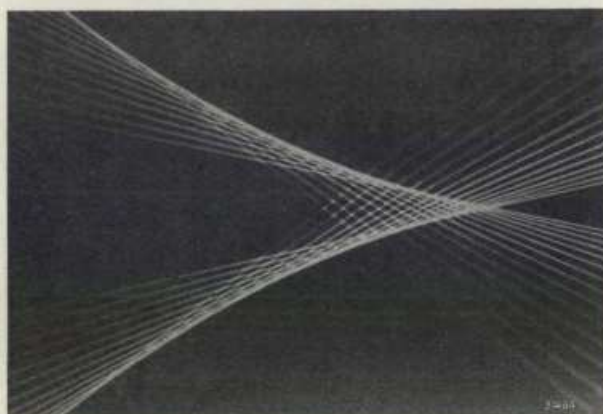
Duidelijk blijkt de werking van de correctieplaat ook uit de beide opnamen die in fig. 5 gereproduceerd zijn. Ze hebben eveneens betrekking op een bundel evenwijdige stralen die door een holle spiegel worden

teruggekaatsd. In fig. 5a treedt sferische aberratie op, in fig. 5b is deze door een correctieplaat opgeheven.

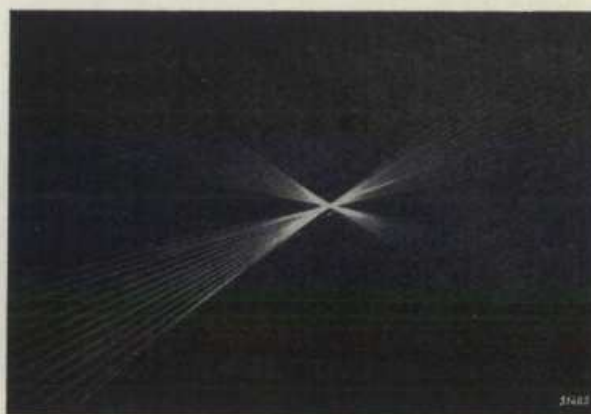
Het vervaardigen van de correctieplaat

Wanneer de vorm van de correctieplaat vaststaat, komt de vraag aan de orde, hoe men een plaat kan maken, die deze vorm nauwkeurig vertoont.

Schmidt gebruikte een plaat van glas. Desgewenst kan het correctie-element ook van een andere doorzichtige, lichtbrekende stof vervaardigd worden.



a



b

Fig. 5. De invloed van een correctieplaat op de stralengang bij een sferische holle spiegel. a) De stralengang zonder correctieplaat. Aan de linkerkant bevindt zich de holle spiegel, die de stralen welke hier zichtbaar zijn, teruggekaatsd heeft. b) De stralengang met correctieplaat. De stralen die op de spiegel vallen, zijn eerst een correctieplaat gepasseerd. De stralen die in geval a) een uitgebreide caustiek vormen, komen in geval b) samen in een scherp gedefinieerd brandpunt. De opnamen werden verricht met een schiefstaande fotografische plaat in het brandpunt van het spiegelsysteem. In beide gevallen zijn van de bundel die door de spiegel is teruggekaatsd, de centrale stralen onderschept.

Toen Schmidt zijn uitvinding publiceerde, heeft hij niet medegedeeld, hoe hij de benodigde correctieplaat de juiste vorm gaf. Velen meenden, dat het slijpen van zulk een plaat honderden uren arbeid zou kosten en dat dit een bezwaar zou zijn om deze nieuwe constructie in de praktijk toe te passen.

Nadat Schmidt in 1935 overleden was, heeft R. Schorr de methode die de Hamburgse instrumentmaker gebruikte, gepubliceerd³⁾. Het bleek toen, dat Schmidt zijn correctieplaten op een vernuftige manier maakte zonder dat het hem al te veel tijd kostte. Hij was nl. tot het inzicht gekomen, dat het gebogen vlak van de correctieplaat bij benadering overeenstemde met het doorbuigingsvlak, dat een cirkelvormige, aan haar rand ondersteunde, planparallele plaat onder een gelijkmatig verdeelde druk aanneemt. Dit in praktijk brengend legde hij een vlakke glazen plaat op de rand van een rond vat, dat hij daarna zover luchtledig pompte, dat de noodzakelijke doorbuiging optrad. Daarna sleep Schmidt het bovenste oppervlak van de glazen plaat in doorgebogen toestand volkomen vlak. Wanneer hij vervolgens de lucht weer in het vat liet stromen, nam het vlak geslepen oppervlak bij benadering de vorm aan, die het als begrenzing van de correctieplaat moest hebben.

De methode is wel heel vernuftig. Maar A. Couder⁴⁾ heeft aangetoond, dat zij voor correctieplaten met kleine afmetingen zeker niet juist is. En voor grote platen, zoals die bij astronomische telescopen gebruikt worden, is deze manier niet nauwkeurig genoeg en ook vrij omslachtig.

Verschillende onderzoekers hebben naar methoden gezocht voor de constructie van deze platen. Een aantal correctieplaten zijn uit de hand geslepen. Men doet dat dan op dezelfde manier als waarop de parabolische spiegel voor een telescoop vervaardigd wordt, dwz. de maker controleert telkens in hoeverre het gewenste resultaat al bereikt is en waar nog verbeteringen nodig zijn. Deze methode moge bruikbaar zijn om een enkele plaat voor een astronomische kijker te maken, voor massaproductie, die de latere toepassingen in de techniek nodig maken, leent zij zich zeker niet.

Een andere manier berust op het gebruik van doorzichtige persmassa's. Men vervaardigt dan een persmal van de gewenste vorm en perst hier de een of andere plastische massa in, bijv. polystyreen. De mal moet zeer nauwkeurig van vorm zijn en een oppervlak van „optische kwaliteit” vertonen.

Bovendien moet zij tegen een pers- of verhitingsbehandeling bestand zijn, hetgeen uiteraard de keuze van het materiaal beperkt. Meestal wordt de mal geheel uit de hand vervaardigd en gepolijst en door plaatselijke retouche in de juiste vorm gebracht. Voor iedere vorm van de correctieplaat heeft men dan een afzonderlijke mal nodig.

Een nieuwe methode voor het vervaardigen van correctieplaten

Te Eindhoven is een geheel nieuwe methode uitgewerkt voor het vervaardigen van correctieplaten. Op een precisiedraaibank wordt een metalen mal vervaardigd, waarvan de vorm van het oppervlak het negatief is van die van de verlangde plaat. Deze vorm heeft in de dwarsrichtingen dezelfde afmetingen als de correctieplaat moet verkrijgen, maar de dikteverschillen worden bijv. $5 \times$ overdreven. Indien de werkelijke correctieplaat een totaal verloop in dikte van bijv. 0,5 mm heeft, dan is dit op de mal dus 2,5 mm.

De zorgvuldig afgewerkte en gepolijste mal wordt door stromend water tot ongeveer 40 °C verwarmd. Daarna wordt een 20% gelatine-oplossing⁵⁾ op de mal uitgegoten en wordt er een glazen plaat overheen gelegd. Met een paar stelschroeven wordt deze plaat op een kleine afstand van het oppervlak van de mal gebracht. Overtollige gelatine wordt hierbij weggedrukt. Vervolgens wordt er koud water door de mal gevoerd, zodat het geheel afkoelt en de gelatine-oplossing spoedig in een stijve gel verandert. Daarna wordt de glazen plaat met de stelschroeven omhoog geschroefd en van de mal weggenomen. Ten gevolge van de sterke adhesie tussen glas en gelatine zal de gel gemakkelijk loslaten van de mal. Zij vertoont dan alle details van de gietvorm.

De gelatinehuid wordt vervolgens in formalinedamp gehard en dan gelijkmatig gedroogd. Daar de gel in de zijdelingse richtingen door de glazen plaat wordt vastgehouden, krimpt hij alleen in de dikterichting. Het oorspronkelijke oppervlak wordt in één richting gereduceerd, maar blijft overigens onveranderd. Bij het gebruik van een 20% gelatine-oplossing zal 80% water verdampen, zodat men een glazen plaat overhoudt met een dunne laag gelatine, waarvan de vorm van het oppervlak een 5-voudige reductie is van die van de mal, dus juist de verlangde vorm van de correctieplaat. Het verrassende is, dat deze inkrimping zeer nauwkeurig en uniform

⁵⁾ Deze 20% gelatine-oplossing wordt gebruikt, wanneer de dikteverschillen bij de mal $5 \times$ overdreven zijn. Men kan ook andere concentraties gebruiken, bijv. een 10% oplossing, indien de dikte-afmetingen bij de mal $10 \times$ vergroot zijn. Zie ook noot ⁴⁾.

³⁾ Zeitschrift für Instrumentkunde 56, 336-338, 1936.

⁴⁾ Comptes Rendus Ac. Sc. Paris 210, 327-329, 1940.

geschiedt, zodat men een zeer glad oppervlak verkrijgt, waarop ieder detail van de mal $5 \times$ gereduceerd, maar overigens ongewijzigd, is overgebracht. Essentieel is hierbij, dat een gelatine-gel na ingedroogd te zijn, toch nog een fraai glad oppervlak vertoont.

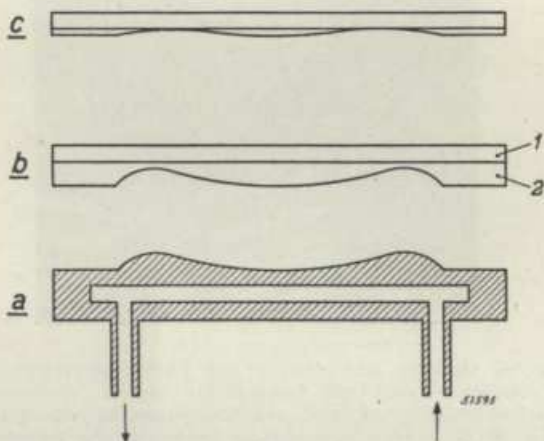


Fig. 6. a) Een mal voor een correctieplaat, in doorsnede getekend. Aan de mal, die hol is, zijn tuiten verbonden, waardoor koud of warm water geleid kan worden.

b) Een correctieplaat met gelatinelaag vóór het indrogen. 1 stelt de planparallelle glazen plaat voor en 2 de laag gelatine-oplossing.

c) Dezelfde correctieplaat na het indrogen. In deze figuren zijn de afmetingen in de richting loodrecht op de correctieplaat zeer vergroot weergegeven.

In fig. 6 zijn een mal en tevens een correctieplaat, resp. vóór en na het indrogen van de gelatinelaag, afgebeeld. Men zal begrijpen, dat de afmetingen in de richting loodrecht op de plaat sterk overdreven getekend zijn.

De geharde gelatinelaag blijkt zeer stabiel te zijn. Toch kan het gewenst zijn het gebogen oppervlak van de correctieplaat met een tweede vlakke glazen plaat te beschermen, daar natte vingers of waterdruppels in staat zijn de gelatine te beschadigen.

De beschreven methode van vervaardiging biedt een aantal voordelen boven die, welke tot dusverre toepassing vonden.

- 1) Doordat het ten slotte verkregen oppervlak een 5-voudige reductie van de vorm van de mal is, behoeft deze laatste $5 \times$ minder nauwkeurig te zijn. Wil men bijv. de eindvorm tot op $0,5 \mu$ nauwkeurig hebben, dan behoeft de vorm van de mal slechts de nauwkeurigheid van $2,5 \mu$ te vertonen. Fijne krasjes in de mal zijn geen bezwaar, want deze worden bij het indrogen van de gelatine ook $5 \times$ dunner. In vele gevallen wordt hun diepte dan kleiner dan de golflengte van het licht, waardoor zij nagenoeg onzichtbaar worden.

- 2) De mal behoeft slechts matig verwarmd en gekoeld te worden. Daar er niet geperst wordt, komt vervorming als gevolg daarvan niet voor.
- 3) Daar de correctieplaat voor het grootste deel uit glas bestaat, is vervorming of mechanische doorbuiging van de plaat uitgesloten. De geharde gelatinelaag is zeer bestendig tegen krassen, zodat men de plaat zonder bezwaar met een zachte doek kan schoonmaken.
- 4) Met behulp van één en dezelfde mal kan men correctieplaten van verschillende „optische sterkte” vervaardigen. Men is immers niet aan de concentratie van 0,2 of 0,1 gebonden. Door de concentratie van de gelatine-oplossing te variëren verkrijgt men na indrogen correctieplaten van verschillende sterkte ⁶⁾.

Toepassingen van de Schmidt-optiek

Schmidt heeft zijn eerste sferische spiegel met correctieplaat gemaakt voor de sterrenwacht te Hamburg. Zonder twijfel heeft hij in de eerste plaats gedacht aan de toepassing van zijn vinding in de sterrenkunde. De astronomen hebben er ook een ruim gebruik van gemaakt. Op 1 Januari 1941 waren reeds 44 observatoria uitgerust met een Schmidt-camera ⁷⁾. Van de grote lichtsterkte en het uitgebreide gezichtsveld van deze instrumenten heeft men veel profijt getrokken.

Hoe groot de vooruitgang in lichtsterkte is, wordt duidelijk, indien men bij deze camera's let op de openingsverhouding. Men verstaat daarvoor de verhouding tussen de diameter D van het objectief en zijn brandpuntsafstand F . Wanneer D/F klein is, spreekt men van „langzame” kijkers omdat men voor het maken van fotografische opnamen dan een lange belichtingstijd nodig heeft. Bij vele vroeger gebouwde reflectoren en refractoren is $D = F : 5$, $F : 6$ of $F : 8$, soms nog kleiner. Een bijzonder „snelle” kijker is de 200 inch telescoop van Mount Palomar met $D = F : 3,3$.

Maar bij Schmidt-optieken is de relatieve opening veel groter. Een astronomische camera met $D = F : 1$ is daarbij een heel gewoon type. Zulk

⁶⁾ Het belang hiervan kan men als volgt inzien. Een parabolische spiegel kan, zoals bekend is, alleen gebruikt worden voor het waarnemen van een oneindig ver gelegen voorwerp. Bevindt het voorwerp zich op een eindige afstand, dan moet men een elliptische spiegel gebruiken, waarbij het voorwerp en het beeld in de beide brandpunten der ellipsoïde geplaatst zijn. Bij een verandering van de voorwerpsafstand heeft men dus een andere elliptische spiegel nodig. Hetzelfde geldt voor Schmidt-optieken. Wanneer men van een oneindig ver voorwerp overgaat tot een op eindige afstand, moet de correctieplaat iets „sterker” gemaakt worden. De vereiste sterkte van de correctieplaat hangt af van de voorwerpsafstand.

⁷⁾ G. Z. Dimitroff and J. G. Baker, Telescopes and accessories, Blakiston Company, Philadelphia 1946, p. 292.

een camera heeft een bruikbaar veld van 25° , terwijl het veld van een parabolische telescoop, waarbij de opening gelijk is aan de brandpuntsafstand, in boogminuten gemeten zou moeten worden. En de camera's met $D = F : 1$ zijn nog niet de snelste. Men heeft er zelfs gebouwd met $D = F : 0,6$.

Dat men bij toepassing van de Schmidt-optiek met eenvoudige hulpmiddelen goede foto's van de sterrenhemel kan vervaardigen blijkt uit fig. 7, waarin een opname gereproduceerd is, die in het Philips-laboratorium te Eindhoven is gemaakt van



Fig. 7. Een gedeelte van het sterrenbeeld Orion volgens een opname in het Philips-laboratorium te Eindhoven. Hierbij werd een Schmidt-spiegelsysteem (brandpuntsafstand 8 cm) met een correctieplaat van gelatine gebruikt. Deze foto demonstreert het grote bruikbare gezichtsveld. Hoewel de middellijn hiervan ca 20° bedraagt, is de afbeelding tot aan de randen der foto scherp en vrij van beeldfouten.



Fig. 8. Opname met een in het Philips-laboratorium te Eindhoven vervaardigde fotografische camera, voorzien van een Schmidt-optiek met een correctieplaat van gelatine ($D = F : 0,7$). Deze optiek is zo lichtsterk, dat de foto kon worden gemaakt zonder andere verlichting dan die van een lampje van 25 watt met een belichtingstijd van $1/10$ sec.

een gedeelte van het sterrenbeeld Orion. Daarbij werd een Schmidt-spiegelsysteem gebruikt met een brandpuntsafstand van 8 cm. Hoewel het gezichtsveld een middellijn heeft van niet minder dan 20° , is de afbeelding tot aan de grenzen van de foto scherp en vrij van beeldfouten.

De toepassingsmogelijkheid van Schmidt-optieken blijft echter niet beperkt tot de sterrenkunde. In ons laboratorium werd dit spiegelsysteem toegepast bij het construeren van lichtsterke foto-toestellen voor experimenteel gebruik (zie fig. 8). Terloops werden boven reeds een paar verdere toepassingen genoemd: camera's voor het fotograferen van röntgenbeelden op een fluorescentiescherm, en projectie-apparaten die bij televisie-ontvangtoestellen gebruikt worden. Het is de bedoeling de voor deze doeleinden ontworpen Schmidt-optieken te zijner tijd in dit tijdschrift nader te beschrijven.

EEN SCHAKELING MET LAAG RUISNIVEAU VOOR DE CONDENSATORMICROFOON

door J. J. ZAALBERG van ZELST.

621.395.616: 621.395.822

Tot dusverre werd de condensatormicrofoon gewoonlijk gebruikt in serie met een gelijkspanningsbron en een weerstand. Deze laatste moet een hoge waarde hebben, met het oog zowel op de goede weergave der lage tonen als op het ruisniveau. Uit deze hoge weerstandswaarde vloeit echter o.a. voort dat men bij de microfoon een versterkbuis moet inbouwen. Hiertoe is men eveneens genoodzaakt bij een andere methode, waarbij de microfoon deel uitmaakt van de hoogfrequente trillingskring van een oscillator. Een derde, uitvoeriger besproken methode heeft dit nadeel niet en munt bovendien uit door een bijzonder laag ruisniveau. Bij deze methode is de microfoon in een brugschakeling opgenomen die bij het trillen van het membraan een in amplitude gemoduleerde hoogfrequente spanning levert. Deze wordt versterkt en gedetecteerd. De brugschakeling (inclusief de microfoon, doch zonder buis) kan door een kabel met de versterker worden verbonden. De methode is eveneens bruikbaar voor andere capacitieve trillingsopnemers, bijv. een capacitieve gramfoonopnemer.

De condensatormicrofoon werkend op gelijkspanning

Onlangs werd in dit tijdschrift een uitvoering van de condensatormicrofoon ¹⁾ beschreven, die uitmunt door een gelijkmatige weergave der hoorbare tonen en die tevens een behoorlijke gevoeligheid en kleine afmetingen bezit. Met de oudere typen condensatormicrofoons heeft echter ook deze nieuwe uitvoering enkele bezwaren gemeen, indien zij wordt gebruikt in wat men de „klassieke” schakeling zou kunnen noemen (fig. 1). In deze schakeling werkt de micro-

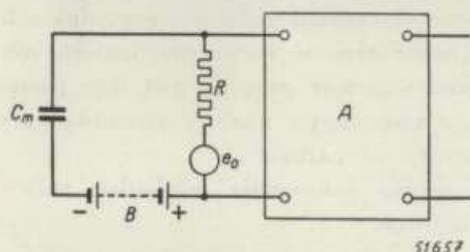


Fig. 1. Klassieke schakeling van een condensatormicrofoon (C_m). B is een gelijkspanningsbron, R een hoge weerstand, A een versterker; e_0 stelt de van R afkomstige ruisspanning voor.

foon op gelijkspanning en is zij in serie geschakeld met een weerstand R. Om twee redenen komt men er toe, aan deze weerstand een hoge waarde te geven:

1) Zoals in het aangehaalde artikel ¹⁾ is uiteengezet, moet ter wille van een goede weergave der lage tonen de lading van de door de microfoon gevormde condensator bij het trillen van het membraan ongeveer constant blijven. De voorwaarde hiertoe is dat $2\pi f C_m R$ ten minste van de orde 1 is (C_m = capaciteit van de microfoon), ook voor de laagste frequentie $f = f_1$ die nog goed

moet worden weergegeven. Met $f_1 = 30$ per/sec en $C_m = 50$ pF voert dit tot een weerstand R van de orde van 100 M Ω .

2) De tweede reden waarom men voor R een hoge waarde kiest, hangt samen met het ruisen waarvan deze weerstand de bron is.

De gemiddelde waarde $\bar{e}_0^2$ van de kwadratische bijdrage tot de ruispanning, in een frequentieband Δf , bedraagt ²⁾

$$\bar{e}_0^2 = 4 k T R \cdot \Delta f, \dots (1)$$

waarin k de constante van Boltzmann voorstelt ($1,38 \cdot 10^{-23}$ Wsec/graad) en T de absolute temperatuur van de weerstand. In het geval van de condensatormicrofoon nu kan men in een vervangingsschema de ruispanningsbron in serie met de weerstand en de microfoon geschakeld denken (fig. 1). Waar het op aan komt is het gedeelte van deze ruispanning dat aan de ingangsklemmen van de versterker optreedt, dwz. tevens aan de capaciteit C_m . Voor de gemiddelde kwadratische bijdrage $\bar{e}^2$ tot de ruispanning aan C_m , in een frequentieband Δf , berekent men uit (1):

$$\bar{e}^2 = 4 k T \cdot \frac{R}{1 + (2\pi f C_m R)^2} \cdot \Delta f. \dots (2)$$

De totale bijdrage in een frequentie-interval dat zich uitstrekt van f_1 tot f_2 , vindt men door (2) te integreren tussen de grenzen f_1 en f_2 ; voor het gebied der hoorbare tonen, dus van $f_1 =$ ca 30 per/sec tot $f_2 =$ ca 14 000 per/sec. Voor waarden van R groter dan $R_{\min} = 1/(2\pi f_1 C_m)$ (d.i. ongeveer het minimum dat voor een goede weergave

¹⁾ A. Rademakers, Een condensatormicrofoon geschikt voor stereofonie, Philips techn. T. 9, 330-338, 1947 (No. 11).

²⁾ Zie bijv. Philips techn. T. 2, 139, 1937 of 6, 130, 1941.

der lage tonen is vereist), geldt dat in elk frequentie-interval Δf , gelegen boven f_1 , de bijdrage tot het ruisen geringer wordt naarmate R toeneemt. Dit is te zien in fig. 2, waar de in (2) voorkomende breuk $R/[1 + (2\pi f C_m R)^2]$ als functie van f is voorgesteld voor één waarde van C_m en twee waarden van R : kromme (1) voor $R = R_{\min}$, (2) voor $R = 2R_{\min}$. Rechts van f_1 ligt (2) geheel onder (1). Men bereikt dus een lager ruisniveau door R groter te kiezen dan $R_{\min}$.

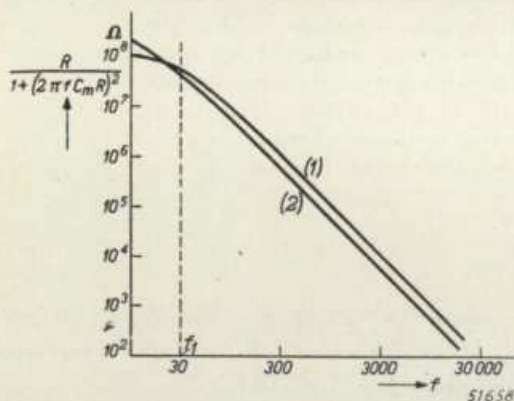


Fig. 2. De factor $R/[1 + (2\pi f C_m R)^2]$, die hier als functie van frequentie f in per/sec is voorgesteld, is in de schakeling volgens fig. 1 een maat voor de bijdrage tot het geruis (in een frequentie-interval Δf) aan de ingang van de versterker. Kromme (1) geldt voor de kleinste waarde van R die, met een gegeven waarde van C_m , een bevredigende weergave van de laagste frequentie f_1 oplevert; kromme (2) geldt voor een tweemaal zo hoge waarde van R . (2) ligt, althans rechts van f_1 , geheel onder (1). — De figuur geldt voor $f_1 = 30$ per/sec, $C_m = 50$ pF, $R = 100$ resp. 200 M Ω .

De bovenbedoelde bezwaren nu, die zijn verbonden aan de klassieke schakeling van de condensatormicrofoon, hangen samen met de grote waarde van de weerstand die met de microfoon in serie is geschakeld. Deze bezwaren zijn de volgende.

- a) De keten waarin de microfoon is opgenomen, is zeer gevoelig voor laagfrequente storingen, die bijv. door naburige leidingen van een wisselstroomnet er in kunnen worden geïnduceerd.
- b) De isolatie van de microfoon en van het rooster der eerste versterkbuis moet aan zeer hoge eisen voldoen.
- c) Men kan de microfoon niet rechtstreeks op een kabel aansluiten. De capaciteit van de kabel zou namelijk parallel aan die van de microfoon komen te staan, zodat veranderingen in de kabelcapaciteit — veroorzaakt door buigen, klemmen, wringen, enz. van de kabel — storende spanningen zouden opwekken. Deswege is men genooddaakt bij de microfoon een versterkbuis met toebehoren in te bouwen. In vele gevallen betekent dit een onaangename complicatie.

Het eerstgenoemde bezwaar kan men onder-
vangen door een zorgvuldige afscherming toe te

passen. Aan het tweede kan men tegemoet komen door een lage serieweerstand te gebruiken; om aan de eis $2\pi f_1 C_m R > 1$ te blijven voldoen, moet men dan C_m overeenkomstig verhogen, en wel door parallel aan de microfoon een vaste condensator te schakelen. In het aangehaalde artikel¹⁾ bijv. werd aangegeven dat R van 80 tot 5 M Ω verlaagd werd en C_m van 65 tot 1000 pF verhoogd. Hiermee ontkomt men echter nog niet aan de noodzaak, een versterker bij de microfoon in te bouwen. Bovendien neemt men een nieuw bezwaar in de koop:

- d) Zowel de absolute gevoeligheid neemt af (doordat de relatieve capaciteitsvariaties — en dus ook de er uit voortvloeiende spanningsvariaties — evenveel malen kleiner worden als men C_m vergroot heeft), als ook de verhouding van signaal tot geruis, daar de ruisspanning slechts evenredig met $\sqrt{C_m}$ afneemt.

Al deze bezwaren zijn, zoals reeds gezegd, een rechtstreeks gevolg van het feit dat de microfoon in serie is geschakeld met een hoge weerstand, hetgeen onvermijdelijk is bij het werken op gelijkspanning, wanneer men niet aan kwaliteit wil verliezen. Reeds lang echter zijn andere schakelingen bekend waarbij de hoge weerstand kan worden gemist. Door de microfoon loopt in deze schakelingen een wisselstroom met hoge frequentie; de hoogfrequente spanning op de microfoon wordt op de een of andere wijze door de spraaktrillingen gemoduleerd. De hoogfrequente stroom is te beschouwen als een hulpstroom waarmee men de met lage frequentie variërende impedantie van de microfoon als het ware „meet” of „aftast”.

Twee hierop gebaseerde methoden zullen wij nu beschouwen.

De condensatormicrofoon moduleert een hoogfrequente hulpstroom in frequentie

Riegger³⁾ heeft een methode aangegeven volgens welke een condensatormicrofoon deel uitmaakt van de hoogfrequente trillingskring van een oscillator, zodat met de capaciteitsvariaties bepaalde frequentieveranderingen corresponderen. Door geschikte schakelingen wordt een met deze frequentiemodulatie overeenkomend, in amplitude gemoduleerd signaal verkregen, dat na detectie een laagfrequent signaal voortbrengt.

De methode had bij haar verschijnen (1924) niet veel succes, mede als gevolg van de toen nog gebrekkige middelen tot detectie van signalen die in frequentie gemoduleerd zijn. Daar men heden op

³⁾ Z. techn. Phys. 5, 579, 1924.

dit gebied over betere middelen beschikt, zou nu de methode van Riegger met meer succes kunnen worden toegepast, dwz. dat men een vrij grote gevoeligheid, een vrij laag ruisniveau en weinig last van laagfrequente inductiestoringen mag verwachten. Zij houdt echter het nadeel dat bij de microfoon een buis — de oscillatorbuis — met toebehoren moet worden ingebouwd. Bovendien is zij vrij gecompliceerd, en zeer gevoelig voor het verlopen van de waarde van diverse schakelementen.

De condensatormicrofoon moduleert een hoogfrequente hulpstroom in amplitude

Op een andere methode met hoogfrequente voeding, die geen der bovengenoemde nadelen bezit, zij hier wat dieper ingegaan. Volgens deze methode stuurt men door de microfoon een constante stroom I met een eveneens constante, hoge frequentie (de draaggolffrequentie, $= \omega_0/2\pi$). De spanning aan de microfoon is evenredig met $1/C_m$ en varieert dus in amplitude, als de capaciteit C_m ten gevolge van de geluidstrillingen verandert.

De relatieve capaciteitsvariëaties zijn echter in de regel zeer klein; men zou op deze wijze dus een slechts geringe modulatie diepte krijgen. Het signaal zou hierdoor in een ongunstige verhouding komen te staan tot het geruis, dat nu niet te wijten is aan een weerstand (want deze ontbreekt hier), maar ten dele aan fluctuaties in de amplitude van de hoogfrequente voedingsstroom, deels ook aan fluctuaties van de draaggolffrequentie. De van een oscillator betrokken stroom namelijk is onvermijdelijk zowel in amplitude als in frequentie met geruis gemoduleerd. Vloeit de in frequentie met geruis gemoduleerde stroom door een impedantie die van de frequentie afhankelijk is — en de condensatormicrofoon is zulk een impedantie —, dan ontstaat een spanning die in amplitude met geruis is gemoduleerd en die zich voegt bij de ruis spanning die rechtstreeks uit het amplitude-geruis van de voedingsstroom voortkomt.

Bovendien blijft het reeds boven genoemde bezwaar gelden dat bij aansluiting van de microfoon op een kabel de capaciteitsveranderingen van deze laatste als storingen merkbaar zullen worden.

Hieronder echter zal blijken dat men al deze bezwaren uit de weg kan ruimen.

Afstemming van de microfoonketen

Een eerste verbetering bestaat hierin dat men met de microfoon een — voorlopig verliesvrij onderstelde — spoel in serie schakelt, waarvan de zelf-inductie bij de draaggolffrequentie ongeveer in resonantie is met de microfooncapaciteit. De toe-

voeging van de constante impedantie van deze spoel heeft geen invloed op de grootte der absolute impedantievariëaties die bij trillen van het membraan in de keten optreden, wel echter op de totale impedantie, die zeer klein wordt. De relatieve impedantie veranderingen nemen dus aanzienlijk toe, en daarmee ook de modulatie diepte.

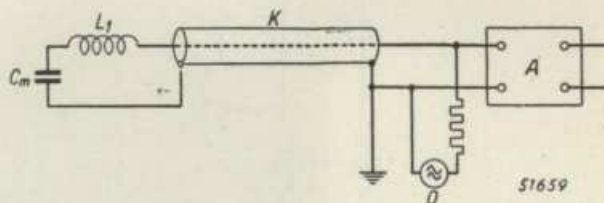


Fig. 3. De oscillator. O zendt een constante stroom met een constante frequentie door de condensatormicrofoon C_m en de spoel L_1 , welke ongeveer op de frequentie van de oscillator zijn afgestemd. Trillingen van het microfoonmembraan veroorzaken capaciteitsvariëaties, waardoor de hoogfrequente spanning aan de microfoon volgens de geluidstrillingen in amplitude wordt gemoduleerd. Wegens de lage impedantie van L_1-C_m kan de verbinding met de microfoon zonder bezwaar over een kabel K tot stand worden gebracht. A is de versterker en tevens de detector.

Dank zij het feit dat de impedantie, gevormd door spoel en microfoon in serie, zo laag is, zullen de ruiscomponenten van de stroom geen ruis spanning van betekenis opwekken. Tevens kan aan deze lage impedantie zonder bezwaar een andere impedantie — in casu een kabel — parallelgeschakeld worden, zodat nu de microfoon wel rechtstreeks op een kabel kan worden aangesloten (fig. 3). Bestaan blijft echter het bezwaar dat de impedantie afhankelijk is van de frequentie; frequentiefluctuaties zullen dus nog steeds als geruisoorzaak werkzaam zijn.

Ten slotte moeten wij nog in aanmerking nemen dat de spoel — zoëven verliesvrij ondersteld — in werkelijkheid een zekere verliesweerstand r zal bezitten. In de eerste plaats vormt deze weerstand een — zij het ook zwakke — bron van geruis, maar hij brengt ook nog een bezwaar van andere aard mee. In tegenstelling met wat bij een verliesvrije spoel het geval zou zijn, is er nu in de afgegeven spanning een draaggolfcomponent Ir aanwezig, welke 90° in fase is verschoven ten opzichte van de oorspronkelijke draaggolfcomponent. Dit zou tot vervorming leiden bij de detectie, waarop wij in een volgende paragraaf terugkomen.

Brugschakeling

Om ook deze bezwaren te ondervangen moeten we de schakeling nog wat uitbreiden. In plaats van de impedantie der serieschakeling van microfoon en spoel rechtstreeks te „meten“, vergelijken we haar met die van een tweede tak, bestaande uit

een identieke spoel in serie met een vaste condensator waarvan de capaciteit even groot is als die van de microfoon in rust (fig. 4). Door de twee takken, die tezamen een brug vormen, laat men even grote stromen lopen; het verschil V der spanningen die aan de takken ontstaan, dient als uitgangsspanning.

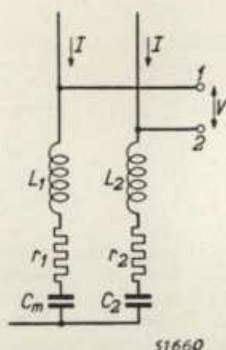


Fig. 4. Brugschakeling, bestaande uit twee takken, L_1 - r_1 - C_m en L_2 - r_2 - C_2 , beide doorlopen door een hoogfrequente stroom I . De zelfinducties L_1 en L_2 zijn even groot, evenals de verliesweerstand r_1 en r_2 . De capaciteit C_2 is gelijk aan de microfooncapaciteit C_m , als het membraan in rust is. In de spanning V tussen de klemmen 1 en 2 is geen draaggolfcomponent aanwezig, wel zijn er zijbanden overeenkomstig het op de microfoon vallende geluid.

In de rusttoestand is blijkbaar $V = 0$, ook al zijn de spoelen niet verliesvrij. Valt er geluid op de microfoon, dan bestaat V slechts uit zijbandcomponenten. De draaggolfcomponent blijft afwezig en moet dus bij het detecteren worden toegevoegd; wij zullen straks zien op welke wijze dit kan geschieden.

Hoe staat het nu met de zoëven genoemde geruisoorzaken, die nog waren overgebleven — namelijk het in amplitude en in frequentie met geruis gemoduleerd zijn van de stroom I , en de verliesweerstand der spoelen?

De beide in I voorkomende geruisoorzaken zijn nu in principe onschadelijk gemaakt. Immers, met het membraan in de rusttoestand is de brug voor alle frequenties in evenwicht, zodat er dan geen ruis spanning, van de amplitudemodulatie van I afkomstig, aan de uitgangsklemmen optreedt. En wat de frequentiemodulatie van I met geruis betreft, ook deze geeft in de rusttoestand van het membraan geen aanleiding tot een spanning aan de uitgang, daar de gelijke impedanties der brugtakken op dezelfde wijze met de frequentie variëren. Verplaatst het membraan — door opvallend geluid — zich uit de evenwichtstoestand, dan treden de beide geruisbijdragen weliswaar op, doch evenredig met de relatieve capaciteitsvariatie $(C_m - C_2)/C_2$, dus ook evenredig met de geluidsdruk aan de microfoon.

Als enige permanente geruisbron blijven dus slechts de verliesweerstand der spoelen over. Feitelijk moet men hier nog bijvoegen het mechanische trillen van de schakelementen en de bedrading; dit gaat gepaard met capaciteits- of zelfinductievariaties, die weer een bron van geruis kunnen vormen.

Onder deze laatste rubriek behoren ook de trillingen die het membraan uitvoert bij afwezigheid van „uitwendig” geluid. Een condensatormicrofoon kan namelijk ook als telefoon werken; het membraan zal dus bewegen, als de microfoon door een met geruis gemoduleerde stroom wordt doorlopen. Bij haar tegenhanger in de brugschakeling — de condensator C_2 — is dit niet het geval, zodat de brug niet in evenwicht is en dus ruis spanning levert. Dit effect blijkt echter zeer klein te zijn in vergelijking met de andere ruis effecten.

Fig. 5 laat zien hoe de beide takken uit één oscillator kunnen worden gevoed, onder tussenschakeling van een penthode. In de anodekring van deze penthode bevindt zich een trillingsketen met een zelfinductie L_a en een capaciteit gevormd door de som der capaciteiten C_3 en C_4 ; de takken L_1 - C_m en L_2 - C_2 zijn elk op de oscillatorfrequentie afgestemd (en kunnen dus als kortsluitingen worden beschouwd), evenals de kring L_a -($C_3 + C_4$). De stromen I (fig. 4) die door de beide takken lopen, kunnen bijv. 20 à 50 mA zijn. De penthode behoeft slechts een vermogen te leveren dat van de orde van 0,1 W is, dank zij het feit dat de impedantie der takken zo laag is. Men kan hier dus met een kleine buis volstaan. Eventueel kan men de in fig. 5 aangeduide afzonderlijke oscillator missen door de penthode zelf met de aangesloten kringen te laten oscilleren.

Het is nu gewenst enige numerieke gegevens te vermelden. Bij geluid van middelmatige sterkte bedraagt de geluidsdruk (effectieve waarde van de wisseldruk) ongeveer 1 μ bar. Hiermee correspondeert, bij de microfoon, beschreven in het aangehaalde artikel ¹⁾, een relatieve capaciteitsveran-

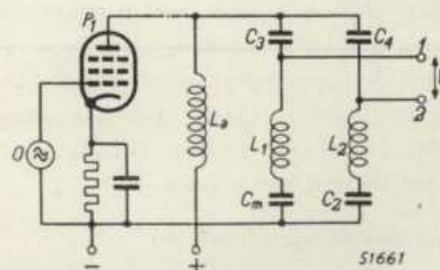


Fig. 5. Schakeling voor het voeden van de beide brugtakken (L_1 - C_m en L_2 - C_2) van fig. 4. O is een oscillator met de draaggolfrequentie, P_1 een versterkbuis (penthode), C_3 en C_4 zijn condensatoren in serie met de beide takken, L_a is een spoel in resonantie met $C_3 + C_4$, 1 en 2 zijn de klemmen waaraan de gemoduleerde spanning optreedt.

dering van ca 1/30 000. De spanning V der zijbanden (fig. 5) zal dan dus ongeveer 1/30 000 van de spanning op de microfoon zijn. Deze laatste spanning is wegens het gevaar voor doorslag tussen de elektroden begrensd tot 100 V. Bij 1 μ bar geluidsdruk zal V dus ca 3 mV zijn.

Hoe groot is nu de ruis spanning tussen de klemmen 1 en 2 (fig. 5)? In hoofdzaak zal deze ruis spanning afkomstig zijn van de weerstand tussen deze klemmen, dus van de weerstand der twee spoelen tezamen. Een spoel met de vereiste zelfinductie en van goede kwaliteit heeft een weerstand

spoelen moest worden verhoogd tot deze waarde. Met nog 80 Ω weerstand van een transformator aan het einde van de kabel werd in dit geval de ruis weerstand $2 \times 160 + 80 = 400 \Omega$, hetgeen overeenkomt met een ruisniveau van -6 db. Bij rechtstreekse meting bleek het werkelijke geruis nog enkele db sterker te zijn. Dit moet worden toegeschreven aan het variëren van parasitaire capaciteiten, als gevolg van het trillen van de bedrading onder invloed van mechanische storingsbronnen uit de omgeving. Hiertegen waren in dit geval geen bijzondere voorzorgen genomen. Bij de meting

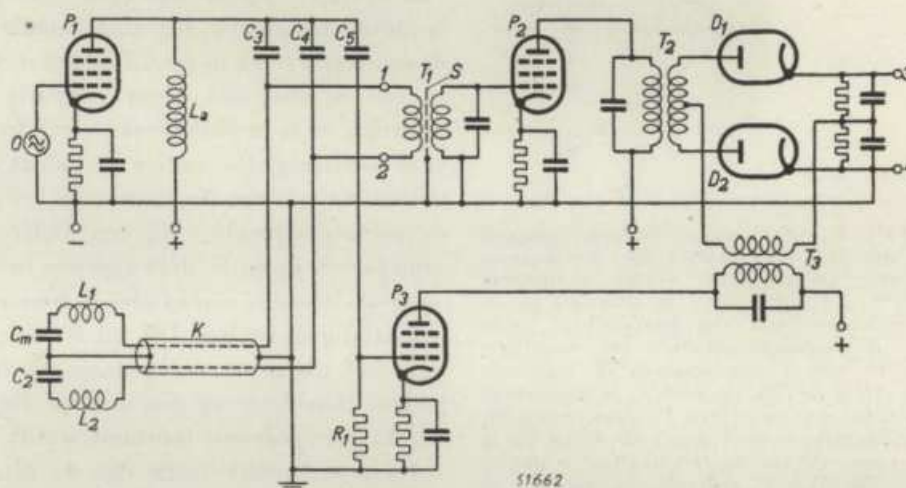


Fig. 6. Versterking en detectie van de spanning tussen de punten 1 en 2 (het gedeelte van de schakeling links van deze punten komt overeen met fig. 5). K is de microfoonkabel, T_1 , T_2 en T_3 zijn transformatoren, afgestemd op de draaggolfrequentie, P_1 en P_2 pentoden, D_1 en D_2 dioden voor de detectie. C_5 en R_1 vormen een fasedraaiende spanningsdeler. 3 en 4 zijn de uitgangsklemmen van het laagfrequente signaal. Dank zij de balansschakeling der dioden komt er geen ruis spanning uit het draaggolfkanaal (C_5 - R_1 - P_2 - T_3) op de uitgangsklemmen. S = scherm in T_1 .

$r = \text{ca } 15 \text{ ohm}$. In het frequentiegebied Δf van 0 tot 14 000 per/sec is dan de ruis spanning gelijk aan $\sqrt{4kT \cdot 2r \cdot \Delta f} = \sqrt{4 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300 \cdot 2 \cdot 15 \cdot 14 000} = 8,4 \cdot 10^{-8} \text{ V} = 8,4 \cdot 10^{-5} \text{ mV}$. Voor een even grote signaalspanning zou een geluidsdruk van $8,4 \cdot 10^{-5} / 3 = 2,8 \cdot 10^{-5} \mu\text{bar}$ nodig zijn, d.i. 17 db beneden het internationaal vastgestelde nulniveau (10^{-16} W/cm^2)! Dit is wel buitengewoon laag. Om bij het versterken en detecteren (zie volgende paragraaf) een zeer laag ruisniveau te handhaven dient men er voor te waken dat hier geen geruis in noemenswaardige mate wordt toegevoegd. Het kan echter om bepaalde redenen wenselijk zijn, niet op het laagst mogelijke ruisniveau aan te sturen. Men dient bijv. rekening te houden met de golfweerstand van de kabel, welke ongeveer gelijk moet zijn aan de weerstand der spoelen. Bij een bepaalde praktische uitvoering was slechts een kabel beschikbaar met een golfweerstand van 160 Ω , zodat de weerstand der

bleek het ook noodzakelijk te zijn onderdelen van zeer goede kwaliteit te gebruiken, dwz. onderdelen waarvan de waarde niet aan fluctuaties onderhevig is.

Voorts zij nog opgemerkt dat de schakeling voor geleidelijk verlopen van de waarden der schakel-elementen veel minder gevoelig is dan die van Riegger.

Versterking en detectie

De signaalspanning V (fig. 5) wordt omhoog getransformeerd in een hoogfrequenttransformator T_1 , waarvan de secundaire wikkeling is afgestemd (fig. 6). Voor eventueel geïnduceerde laagfrequente storingen betekent de primaire van T_1 een kortsluiting, zodat deze storingen van deze plaats af niet meer voorkomen. De secundaire spanning wordt vervolgens versterkt en gedetecteerd.

Daar het signaal V in eerste instantie geen component met de draaggolfrequentie bevat, moet zulk

een component bij de detectie worden toegevoegd. Dit gebeurt via een afzonderlijk draaggolfkanaal, bestaande uit de onderdelen $C_5-R_1-P_3-T_3$ (zie fig. 6).

Bij dit toevoegen moet men er voor zorgen dat er geen geruis uit het draaggolfkanaal mede toegevoegd wordt, en bovendien dat de draaggolfspanning de juiste fase bezit.

Wat het eerstgenoemde punt betreft, hiervoor

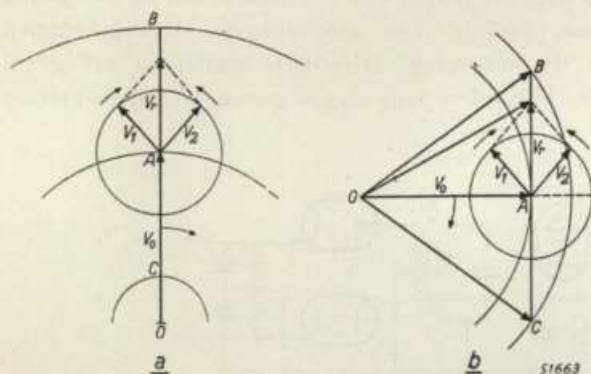


Fig. 7. De vector $OA = V_0$ stelt de ongemoduleerde draaggolf voor; hij roteert met een hoeksnelheid die overeenkomt de draaggolfrequentie. De zijbanden worden voorgesteld door de vectoren V_1 en V_2 , die om A in onderling tegengestelde richtingen draaien met een hoeksnelheid welke beantwoordt aan de signaalfrequentie. De resultante van V_1 en V_2 is V_r , een vector waarvan de maximale grootte gelijk is aan AB of AC . Bij (a) heeft V_0 de juiste stand ten opzichte van V_r . De som van V_0 en V_r is een vector die met dezelfde constante hoeksnelheid draait als V_0 en die in amplitude varieert tussen OB en OC . Het resultaat is zuivere amplitudemodulatie. Bij (b) is V_0 gedraaid ten opzichte van V_r (in casu 90°). De vectorsom van V_0 en V_r vertoont nu geen constante hoeksnelheid en varieert nog maar weinig in amplitude (van OA tot $OB = OC$). Dit betekent dat er hoofdzakelijk frequentiemodulatie en slechts in geringe mate amplitudemodulatie optreedt. In een detectiesysteem dat voor amplitudemodulatie is ingericht, zou dit tot een vervormd laagfrequent signaal leiden.

is zorg gedragen door de detectie in een balansschakeling met twee dioden te doen plaats hebben. Bij symmetrische uitvoering kan eventueel geruis in de secundaire spanning van T_3 de uitgangsklemmen 3 en 4 niet bereiken.

De kwestie van de juiste fase van de draaggolfspanning is in fig. 7 nader toegelicht. Fig. 7a stelt de juiste toestand voor: de draaggolfspanning V_0 is hier in fase met de resultante V_r van de beide zijbandcomponenten V_1 en V_2 , zodat het resultaat een zuiver in amplitude gemoduleerde draaggolfspanning is. In fig. 7b is aangenomen dat V_0 90° ten opzichte van V_r is verschoven. De vectorsom van V_0 en V_r varieert dan tijdens een periode van de modulatiefrequentie nog maar weinig in amplitude, daarentegen sterk in fase. De hoeksnelheid van deze vector is dus niet meer eenparig; met andere woorden: er is in belangrijke mate frequentiemodulatie aanwezig. Bovendien geschiedt de amplitudemodulatie met een frequentie die het dubbele is van de geluidsfrequentie. Bij een andere faseverschuiving tussen V_0 en V_r doet zich een tussengeval voor, waarbij eveneens amplitude- en frequentiemodulatie gelijktijdig optreden. Dit nu is hoogst ongewenst, daar het tot grote vervorming bij de detectie zou leiden. Men dient er dus voor te zorgen dat de in fig. 7a weergegeven toestand wordt verwezenlijkt.

Daartoe bedenke men dat de uitgangsspanning van de secundair afgestemde transformator T_1 (fig. 6) 90° verschoven is ten opzichte van de primaire spanning. Derhalve moet er een even grote faseverschuiving worden bewerkstelligd tussen de ingangs- en uitgangsspanning van het draaggolf-

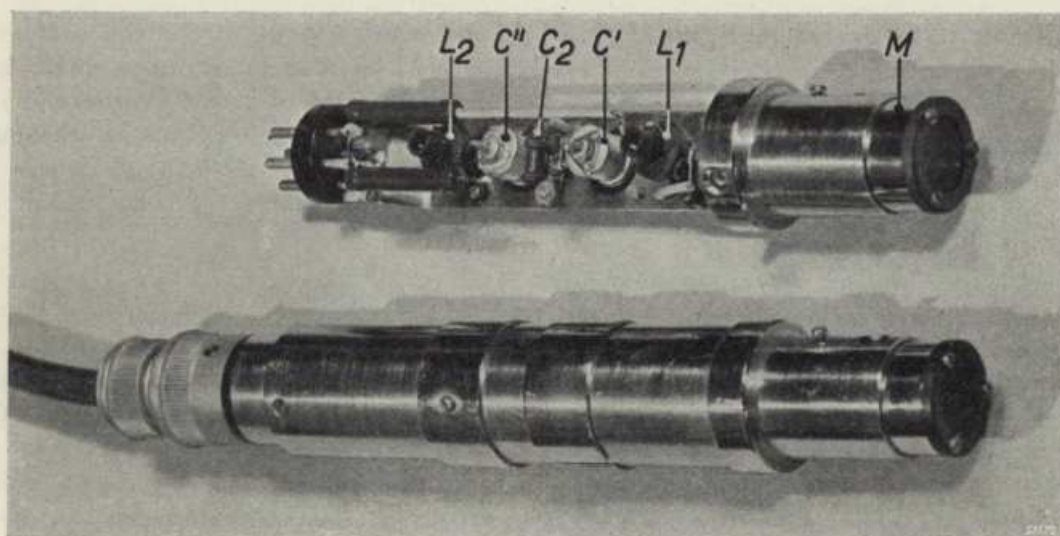


Fig. 8. Boven: geopende condensatormicrofoon met de er bij ingebouwde onderdelen. M is de eigenlijke microfoon; L_1 , L_2 en C_2 hebben dezelfde betekenis als in fig. 6; de kleine bijstelcondensatoren (zg. trimmers) C' en C'' zijn parallelgeschakeld aan de microfoon resp. aan C_2 . Beneden: de microfoon in gesloten toestand en op een kabel aangesloten.

kanaal. Dit geschiedt met behulp van de spanningsdeler C_5-R_1 , die zo is gedimensionneerd dat $R_1 \ll 1/\omega_0 C_5$, zodat de spanning aan R_1 nagenoeg 90° verschoven is ten opzichte van de anode-wisselspanning van de buis P_1 .

Een geaard scherm tussen de spoelen van T_1 voorkomt dat spanning met de draaggolffrequentie — die tussen de punten 1 en 2 enerzijds en aarde anderzijds aanwezig is — capacitief op de secundaire spoel wordt overgedragen.

Fig. 8 toont zowel een volledige, op een kabel aangesloten microfoon als een geopend exemplaar, waarin de plaatsing der in fig. 6 links onderaan aangegeven onderdelen is te zien.

Wij merken nog op dat het principe van de beschreven schakeling niet nieuw is, ja zelfs nog ouder dan dat van Riegger⁴⁾. De grote voordelen die er mee te bereiken zijn: het lage ruisniveau, en het vervallen van een bij de microfoon ingebouwde

⁴⁾ Zie bijv. Zwitsers octrooischrift 95 439, op naam van H. Vogt, J. Engl en J. Massolle.

versterker, heeft men destijds blijkbaar niet ingezien en de methode is min of meer in het vergeetboek geraakt.

Andere toepassingen

Wij willen deze beschouwingen besluiten met de opmerking dat de laatstbeschreven methode zich evenzeer leent voor het gebruik in combinatie met een capacitieve gramfoonopnemer of een andere capacitieve opnemer van mechanische trillingen⁵⁾. In beginsel is het ook mogelijk, de methode mutatis mutandis uit te werken voor variabele inductanties in plaats van variabele capacitanties, dus bijv. voor electromagnetische trillingsopnemers (incl. microfoons), die berusten op de veranderingen in zelfinductie van een spoel welke zich in de nabijheid van een trillend ijzeren membraan of anker bevindt.

⁵⁾ P. J. Hagendoorn en M. F. Reynst, Een elektrische drukindicateur voor verbrandingsmotoren, Philips techn. T. 5, 360-368, 1940, in het bijzonder fig. 3.

DE ONSCHERPTE VAN RÖNTGENBEELDEN

door H. A. KLASSENS *).

537.531:778.33.022.8

Het gebruik van fluorescerende schermen doet bij röntgenbeelden een onscherpe afbeelding ontstaan. Nagegaan wordt van welke factoren deze scherm onscherpte afhankelijk is. Het is van belang de grootte daarvan in eenzelfde maat uit te drukken als die van de geometrische en de bewegingsonscherpte. Een methode wordt beschreven, waarbij de scherm onscherpte vergeleken wordt met de bewegingsonscherpte. Het blijkt, dat de S-vormige kromme, die bij gebruik van een fluorescerend scherm de intensiteitsverdeling in de afbeelding van een scherpe rand weergeeft, voor dit doel voldoende gekarakteriseerd kan worden door een rechte lijn, die de S-kromme in twee punten op bepaalde hoogte snijdt. Deze methode wordt toegepast voor de bepaling van de scherm onscherpte van een aantal versterkings- en doorlichtingsschermen. Ook wordt zij gebruikt om een formule te vinden voor de totale onscherpte bij het combineren van verschillende soorten van onscherpte.

In de röntgendiagnostiek worden fluorescerende schermen gebruikt zowel om de röntgenstralen zichtbaar te maken als om hun fotografische werking te versterken. In een in het vorige nummer van dit tijdschrift verschenen artikel ¹⁾ is deze omzetting van röntgen- in lichtenergie bestudeerd en is nagegaan aan welke voorwaarden röntgenschermen in de verschillende gevallen waarin zij toepassing vinden, moeten voldoen.

Een nadeel van het gebruik van fluorescentieschermen is, dat zij een extra onscherpte van het beeld veroorzaken. In dit artikel wordt het ontstaan van deze scherm onscherpte besproken en wordt onderzocht, hoe wij haar grootte door een getalwaarde kunnen weergeven. Verder wordt nagegaan hoe wij haar invloed kunnen vergelijken en samenstellen met die van twee andere onscherpten, de geometrische en de bewegingsonscherpte.

De oorzaak van de scherm onscherpte

In fig. 1 is de doorsnede van een gedeelte van een röntgenschermdrager, in dit geval een versterkingsfolie, vergroot voorgesteld. De fluorescerende laag bevindt zich tussen een kartonnen plaat en de lichtgevoelige

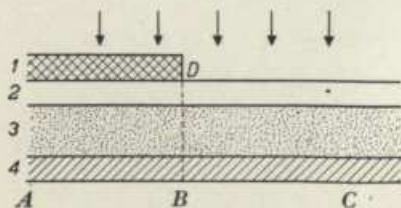


Fig. 1. Een vergrote doorsnede door een deel van een röntgenschermdrager (versterkingsfolie), waarop een loden plaat met een scherpe rand *D* gelegd is. 1 is de loden plaat, 2 de kartonnen drager van de fluorescerende laag 3 en 4 de film. De pijlen geven de richting aan van de invallende röntgenstralen.

*) Material Research Laboratory, Philips Electrical Ltd, London, England.

¹⁾ H. A. Klasens en W. de Groot. De lichtemissie van röntgenschermen, Philips techn. T. 9, 321-329, 1947 (No. 11).

film. De pijlen geven aan in welke richting de röntgenstralen op het scherm vallen. De figuur slaat op het geval, dat de fluorescerende laag als voorfolie is toegepast. Zij kan ook als achterfolie worden aangebracht, dwz. achter de film (zie bijv. het aangehaalde artikel ¹⁾), welk geval straks nader zal worden beschouwd.

We nemen aan, dat het scherm gedeeltelijk bedekt is met een loden plaat van zulk een dikte dat zij practisch geen röntgenstralen doorlaat. We gaan nu na hoe de rand van de loden plaat op de film wordt afgebeeld.

De afbeelding van de rand zal volkomen scherp zijn, wanneer links van *B* geen licht op de film valt. Door de eindige dikte van de fluorescerende laag is dit echter niet het geval. De kristallen in het deel van deze laag rechts van *BD* worden door de röntgenstralen tot lichten gebracht. Dit licht verspreidt zich naar alle kanten. Het is dan niet te vermijden, dat ook licht terecht komt in het gedeelte links van de lijn *BD*.

Wanneer we de lichtverdeling langs de lijn *AC* gaan meten, vinden we een verloop zoals in fig. 2 is weergegeven. De beide getekende krommen, die op een versterkingsfolie (*a*) en een doorlichtingsschermdrager (*b*) betrekking hebben, zijn symmetrisch ten opzichte van het punt *M*. Dit correspondeert met punt *B* in fig. 1.

Dat de lichtverdelingscurven ten opzichte van *M* symmetrisch moeten zijn, kan men gemakkelijk als volgt inzien. We denken ons het scherm over een grote afstand links en rechts van de lijn *BD* uitgestrekt. Het punt *B* ontvangt dan alleen licht van het scherm rechts van *BD* en de lichtintensiteit is in dit punt dus de helft van die, welke er zou zijn, wanneer de loden plaat zou worden weggenomen. Laten we vervolgens op de punten *A* en *C*, op gelijke afstanden links en rechts van *B* gelegen. Behalve de lichtstroom van rechts krijgt *C* licht van het

stuk boven BC . Dit is juist het bedrag dat A in vergelijking met B tekort komt, nl. het licht dat opgewekt zou worden in het gedeelte boven AB na het wegnemen van de loden plaat. De lichtintensiteit in A is dus even ver beneden de waarde in B als de intensiteit in C er boven is.

Om de uitspreiding van het in het fluorescentiescherm opgewekte licht wat nauwkeuriger te bezien, stellen we ons nu voor, dat de loden plaat verwijderd wordt en bovendien het gehele scherm op één kristalletje na, dat zich op een afstand a van de film bevindt (fig. 3). Dit kristalletje zal bij bestraling door röntgenstralen een lichtstroom, die we Φ noemen, uitsralen. Deze veroorzaakt in een punt van de film een verlichtingssterkte

$$E = \frac{a\Phi}{4\pi(r^2 + a^2)^{3/2}},$$

indien r de afstand is van het voetpunt der loodlijn, uit het kristalletje op de film neergelaten, tot het beschouwde punt.

De getrokken krommen in fig. 3 geven het verloop weer van de verlichtingssterkte voor twee waarden van a . De krommen worden vlakker naarmate a groter wordt. Het lichtende kristalletje veroorzaakt dus op de film een lichtvlekje, dat vager wordt naarmate het kristalletje verder van de film verwijderd is.

Wanneer we nu een lichtabsorberend medium tussen het fluorescerende kristal en de film aanbrengen, dan krijgen we een verlichtingssterkte,

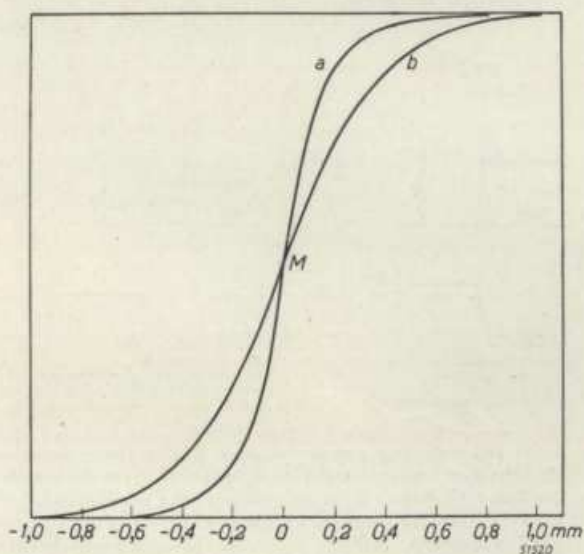


Fig. 2. Het lichtintensiteitsverloop in de afbeelding van de rand van een metalen plaat op een film met behulp van een fluorescerend scherm; a) bij gebruik van een versterkingsfolie van fijnkorrelig calciumwolframaat; b) voor een doorlichtingsscherm van grofkorrelig zinkcadmiumsulfide. De beide krommen zijn symmetrisch ten opzichte van punt M , dat correspondeert met punt B in figuur 1.

die voldoet aan de betrekking:

$$E = \frac{a\Phi}{4\pi(r^2 + a^2)^{3/2}} e^{-\tau(r^2 + a^2)^{1/2}},$$

waarbij τ de absorptiecoëfficiënt van het medium voorstelt. De getrokken lijnen veranderen dan in de

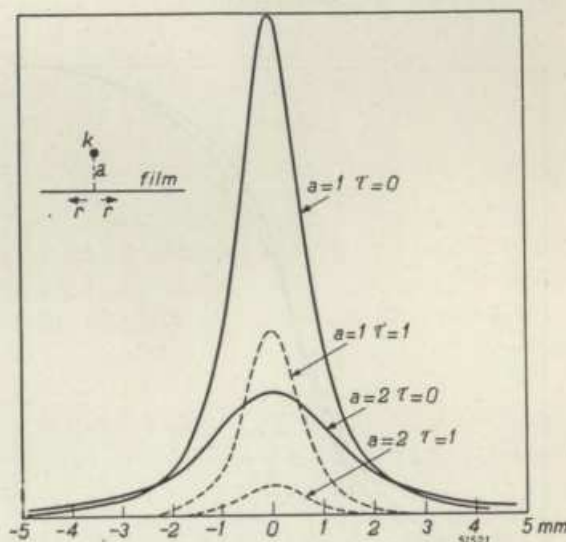


Fig. 3. De verdeling van de verlichtingssterkte op het scherm, die het gevolg is van de uitstraling van één kristal, dat op een afstand van a cm van de film verwijderd is. De getrokken krommen hebben betrekking op de gevallen, waarin a resp. 1 en 2 cm en de absorptiecoëfficiënt $\tau = 0$. De gestippelde krommen gelden voor a resp. 1 en 2 cm en $\tau = 1$. In de bijfiguur stelt k het kristal voor en is r de afstand van het beschouwde punt van de film tot het voetpunt der loodlijn, uit k op de film neergelaten.

gestippelde curven. We zien daaruit, dat niet alleen de verlichtingssterkte sterker afneemt, naarmate het kristal zich op grotere afstand van de film bevindt, maar dat bovendien het licht zich dan minder ver uitspreidt.

Wanneer we letten op de lichtuitspreiding van één kristal, dan kunnen we in eerste benadering de werking van de rest van het scherm beschouwen als die van een absorberend medium. Het licht wordt in werkelijkheid echter niet alleen geabsorbeerd, maar ook herhaaldelijk gereflecteerd (verstrooid). Dit effect heeft enerzijds ten gevolge dat de werkelijke weglengte van de lichtstralen in de fluorescerende laag door herhaalde reflectie wordt verlengd, waardoor de absorberende werking nog wordt versterkt; anderzijds echter dat behalve het oorspronkelijk beschouwde kristal nu ook naburige kristallen als het ware als nieuwe lichtbronnen gaan optreden, hetgeen een uitbreiding van de lichtvlek ten gevolge heeft. Welke van deze beide invloeden overheerst is niet gemakkelijk in te zien en, voor zover ons bekend, theoretisch onvoldoende onderzocht. Practisch staat wel vast, dat vergroting

der verstrooiing in het algemeen een gunstige invloed heeft.

De onscherpte van het beeld, zoals die in de krommen van fig. 2 tot uiting komt, wordt veroorzaakt door de spreiding van het licht van alle bestraalde kristallen gezamenlijk. Indien we onze beschouwing over het ene kristal verdere uitbreiding geven, kunnen we vaststellen:

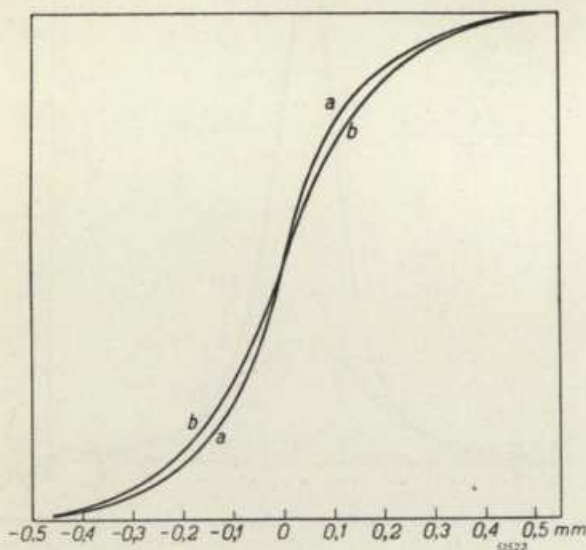


Fig. 4. De lichtintensiteitsverdeling in de afbeelding van een metalen rand op een film met behulp van een versterkings-scherm, a) indien het scherm als achterfolie gebruikt wordt, b) wanneer hetzelfde scherm dienst doet als voorfolie. In het eerste geval is de schermonscherpte geringer.

- 1) De kristallen in het scherm die het verst van de film verwijderd zijn, dragen het meest tot de onscherpte bij. De onscherpte neemt dus af met afnemende laagdikte.
- 2) De onscherpte is te verkleinen door de absorptie in het scherm te vergroten. Dit is te bereiken door:
 - a) de werkelijke absorptie te vergroten, wat bijv. kan gebeuren door de toevoeging van een kleurstof aan de binder,
 - b) de verstrooiing te versterken door kleinere kristallen te gebruiken.

Al deze factoren, die de onscherpte verkleinen, werken verlagend op de helderheid van het scherm. Hieruit volgt, dat een winst in scherpte altijd gepaard gaat met een verlies in helderheid.

De schermonscherpte hangt niet alleen af van de aard van het scherm, maar ook van de manier waarop het licht daarin wordt opgewekt. De intensiteit der röntgenstralen neemt in het scherm exponentieel af. Het meeste licht wordt dus opgewekt aan die zijde van de fluorescerende laag, die naar de röntgenbuis is gekeerd. Gebruiken we het scherm als achterfolie, dan is die kant in aanraking met

de film. Het meeste licht komt dus van een laag die het minst tot de onscherpte bijdraagt. Indien we echter hetzelfde scherm als voorfolie gebruiken, dan is de toestand juist omgekeerd. Het meeste licht komt dan van een laag die verder van de film verwijderd is. Fig. 4 illustreert op welke wijze dit verschil in de lichtverdelingskromme van een randafbeelding tot uiting komt.

Het meten van de schermonscherpte

Behalve met schermonscherpte heeft men in de röntgendiagnostiek voornamelijk te maken met geometrische en bewegingsonscherpte²⁾. Het is dan van belang om de onscherpte te kennen, die resulteert als alle onscherpten tegelijk optreden. Daarvoor is allereerst nodig, dat men deze drie onscherpten in eenzelfde maat kan uitdrukken.

De geometrische onscherpte wordt veroorzaakt door de eindige breedte van het focus. We beschouwen weer het beeld op de fotografische film van een voorwerp met een scherpe rand. De energieverdeling van de röntgenstralen, langs een lijn loodrecht op de schaduw van de rand van het object, is voorgesteld in fig. 5a.

Een dergelijke energieverdeling krijgt men ook wanneer het object tijdens de expositie in beweging is, indien de geometrische onscherpte bij de opname verwaarloosd kan worden, bijv. door het focus klein te maken of het voorwerp dicht bij de film te houden. Dit is in fig. 5b getekend. De bewegingsonscherpte is vooral van betekenis bij het fotograferen van de longen, het hart en de maag van het menselijk lichaam.

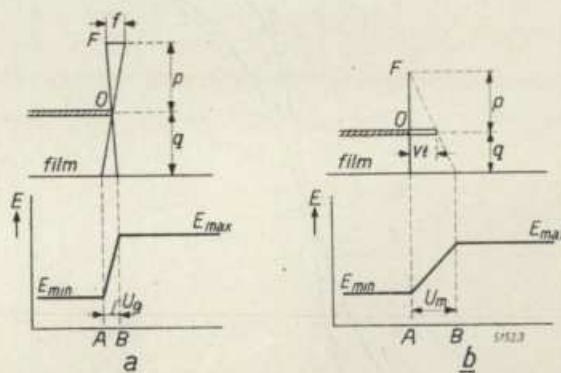


Fig. 5. a) De verdeling van de energie E der röntgenstralen over de schaduw van een stilstaand object O , f is de breedte van het focus F , $AB = u_g$ is de geometrische onscherpte.

b) De verdeling der röntgenenergie over de schaduw van een bewegend voorwerp. $AB = u_m$ is de bewegingsonscherpte. Daar het focus als een punt beschouwd wordt, is in dit geval de geometrische onscherpte gelijk nul.

²⁾ In vroegere artikelen in dit tijdschrift zijn deze drie soorten van onscherpte reeds herhaaldelijk ter sprake gekomen. Vgl. Philips techn. T. 5, 270-275, 1940; 8, 321-329, 1946 (No. 11).

In beide gevallen groeit de energie die het scherm of de film bereikt, lineair aan van de minimale waarde in de schaduw die overeenkomt met de door het voorwerp doorgelaten röntgenstraling, tot de maximale waarde in het vrij belichte gebied. Het ligt voor de hand om deze onscherpten te definiëren door de afstand waarover de energie van de minimale tot de maximale waarde verloopt (AB in fig. 5).

Bij een focusbreedte van f mm, een afstand p van voorwerp tot focus en een afstand q van voorwerp tot film is de geometrische onscherpte dan gegeven door

$$u_g = \frac{q}{p} \cdot f \quad \dots \dots \dots (1)$$

en de bewegingsonscherpte door

$$u_m = \frac{p+q}{p} \cdot vt, \quad \dots \dots \dots (2)$$

waarin v de bewegingssnelheid in een richting loodrecht op de rand van het object en t de expositie-tijd voorstelt. De geometrische en bewegingsonscherpte kunnen dus onmiddellijk uit de opnamevoorwaarden worden afgeleid.

Een scherp omliggende definitie van de scherm- onscherpte moet aan dezelfde eisen voldoen. Dit wordt vaak over het hoofd gezien. Dikwijls wordt de scherm- onscherpte beoordeeld naar de detailwaar- neembaarheid van de verkregen foto. Hierbij spelen echter vele andere factoren een rol, o.a. de belichtingsduur en het contrast. Een foto met een gegeven geometrische onscherpte kan scherper lijken, wanneer het contrast vergroot wordt. Het karakter van een beeld kan zich volkomen wijzigen, indien men de belichtingsduur verandert. Spiegler heeft daar aardige voorbeelden van gegeven³⁾. Om aan deze moeilijkheden te ontkomen moet men een definitie van de scherm- onscherpte alleen baseren op de intensiteitsverdeling van het licht in het schermbeeld.

Om daartoe te komen kunnen we het beste weer uitgaan van de afbeelding van de rand van een plaat. Er moet dan een methode ontwikkeld worden, die het mogelijk maakt aan de hand van de rand- afbeelding op een scherm te komen tot een definitie van de scherm- onscherpte, die direct vergelijkbaar is met een lineair verlopende onscherpte.

Nemet, Cox en Walker⁴⁾ bestudeerden het

³⁾ G. Spiegler, Photogr. J. 83, 410-413, 1943.

⁴⁾ A. Nemet, W. F. Cox en G. B. Walker, Brit. J. Radiology 19, 257-271, 1946 (No. 223). Deze onderzoekers bouwden voort op een onderzoek, dat reeds eerder door Nitka was verricht, die echter de zwartingscurve niet eerst in een lichtintensiteitskromme omzette. Vgl. H. Nitka, Phys. Z. 39, 436-439, 1938.

zwartingsverloop in een randafbeelding op een film, die gemaakt was met behulp van een fluorescerend scherm. Daarbij was de geometrische onscherpte te verwaarlozen, terwijl er geen bewegingsonscherpte in het geding was. Uit het waargenomen zwartings- verloop leidden zij de lichtintensiteitsverdeling in de randafbeelding op het scherm af. Dit kon gedaan worden door tegelijkertijd de zwartingskromme van de film te bepalen, d.i. de curve, die het verband tussen de zwarting en de opgenomen hoeveelheid licht aangeeft. De gevonden lichtintensiteitsver- deling E op het scherm werd (evenals in de figuren 2 en 4) voorgesteld door een S-vormige kromme. Deze is in fig. 6 getekend.

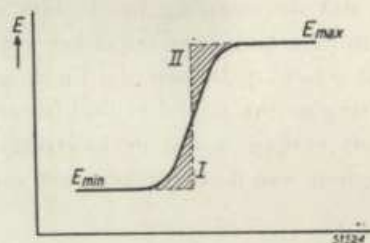


Fig. 6. De lichtintensiteit E in de afbeelding van een rand is als gevolg van de scherm- onscherpte verdeeld volgens een S-vormige kromme. Nemet, Cox en Walker gebruiken de som A der oppervlakken I en II bij het definiëren van de scherm- onscherpte door te stellen: $u_s = 4 A / (E_{\max} - E_{\min})$, waarbij $E_{\max}$ en $E_{\min}$ resp. de maximale en de minimale lichtintensiteit bij een randafbeelding op een film zijn.

Om nu tot een definitie van de scherm- onscherpte te komen, meten Nemet c.s. de oppervlakte van de gearceerde gedeelten I en II in fig. 6. Indien we met een geometrische of bewegingsonscherpte u te doen zouden hebben, dan zou de intensiteits- verdeling niet door een S-vormige kromme, maar door een rechte lijn voorgesteld worden. Indien we het oppervlak van $I + II$ met A aanduiden, dan zou in dat geval gelden:

$$A = \frac{1}{4} u (E_{\max} - E_{\min})$$

$$\text{of } u = \frac{4A}{E_{\max} - E_{\min}}, \quad \dots \dots \dots (3)$$

waarbij $E_{\max}$ en $E_{\min}$ resp. de maximale en de minimale zwarting voorstellen.

Nemet, Cox en Walker definiëren in overeen- stemming met (3) de scherm- onscherpte u_s nu door de betrekking:

$$u_s = \frac{4A}{E_{\max} - E_{\min}} \quad \dots \dots \dots (4)$$

Deze definitie maakt het mogelijk de scherm- onscherpte in dezelfde maat uit te drukken als de geo- metrische en de bewegingsonscherpte. Het is echter niet a priori zeker, dat een scherm- onscherpte en een

geometrische of bewegingsonscherpte, die volgens deze methode door eenzelfde getal worden voorgesteld, ook op het oog eenzelfde indruk zullen maken.

Door ons werd een experimentele methode gebruikt om de scherm onscherpte met de bewegingsonscherpte te vergelijken⁵⁾. Daarbij werd ook uitgegaan van de afbeelding van een rand. Als object werd een koperen plaatje van 0,2 mm dikte genomen. Dit plaatje werd in contact gebracht met een cassette die het te onderzoeken scherm en een panchromatische film bevatte, en wel zo, dat de rand van de koperen plaat op het midden van de film werd geprojecteerd. De opnamevoorwaarden (de spanning bedroeg 70 kV) werden zo gekozen, dat de zwarting op de film ongeveer 0,4 bedroeg in de schaduw en 0,8 in het vrij belichte gedeelte. Het was nl. gebleken, dat bij de gebruikte film de zwarting in dat gebied vrijwel lineair met de lichtintensiteit verliep, zodat de zwartingskromme direct het verloop van de lichtintensiteit aangaf.

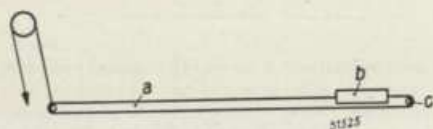


Fig. 7. Het apparaat dat gebruikt werd om een serie van gevarieerde bewegingsonscherpten te krijgen. *a* = ijzeren staaf, *b* = koperen plaat en *c* = scharnier.

Een ander stuk van dezelfde metalen plaat werd op een ijzeren roede gemonteerd, zoals in fig. 7 is getekend. Deze staaf kon om een scharnier draaien. Op deze wijze was het mogelijk de plaat gedurende de expositie te bewegen over een afstand die varieerde van 0,3 mm aan het ene tot 1,2 mm aan het andere uiteinde van de koperen plaat. Er werd geen versterkingsscherm gebruikt, zodat bij deze opname geen scherm onscherpte optrad. Door de cassette met de film dicht bij de koperen plaat te houden, verkregen wij een afbeelding van de rand van de plaat zonder geometrische onscherpte en met een bewegingsonscherpte, die van het ene tot het andere uiteinde toenam van 0,3 tot 1,2 mm. De opnamevoorwaarden werden verder zo gekozen, dat het beeld dezelfde maximale en minimale zwarting vertoonde als de afbeelding waarbij alleen scherm onscherpte optrad.

Daarna werden de afbeelding van de rand met scherm onscherpte en het bovenbedoelde beeld met bewegingsonscherpte met elkaar vergeleken in een verlichtingskastje. Door het verschil in karakter van de beide onscherpten was deze vergelijking vrij moeilijk. Bij het bekijken van de foto met bewegings-

onscherpte met grote helderheid trad bijv. gezichtsbedrog op, dat bestond uit het waarnemen van heldere en donkere lijnen evenwijdig aan de rand. Om dit te verminderen moest de helderheid van het verlichtingskastje beneden het gebruikelijke niveau verlaagd worden.

De vraag was nu welke gedeelten van het beeld met bewegingsonscherpte dezelfde indruk van verdoezeling gaven als het beeld met scherm onscherpte. Aan een tiental waarnemers werd gevraagd dit te schatten. Daarna werd van de waarnemingen van deze tien personen het gemiddelde genomen. Voor twee schermen (een blauw versterkingsfolie en een geel doorlichtingsscherm) werd dit onderzoek uitgevoerd. Het resultaat was, dat de scherm onscherpten van beide schermen bleken te corresponderen met bewegingsonscherpten van resp. 0,46 en 0,92 mm.

De *S*-kromme van fig. 8 geeft de energieverdeling weer, die waargenomen wordt bij de randafbeelding met de scherm onscherpte van 0,92 mm. De rechte lijn stelt de energieverdeling voor in een beeld met een bewegingsonscherpte van 0,92 mm. Een dergelijke tekening is ook gemaakt voor de scherm- en bewegingsonscherpte van 0,46 mm. De *S*-kromme en de rechte lijn snijden elkaar in beide gevallen dicht bij de punten, waar $E = E_{\min} + 0,16 (E_{\max} - E_{\min})$ en $E = E_{\min} + 0,84 (E_{\max} - E_{\min})$.

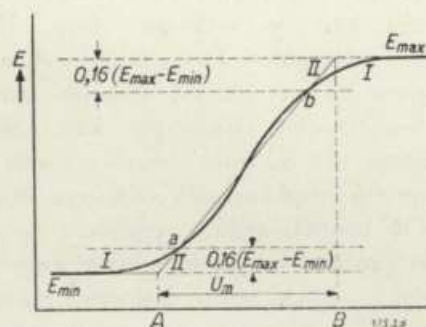


Fig. 8. De *S*-vormige kromme *I* geeft de energieverdeling weer in een randafbeelding met een scherm onscherpte, die dezelfde mate van verdoezeling geeft als de bewegingsonscherpte u_m , waarmee de energieverdeling volgens de rechte lijn *II* correspondeert. De rechte lijn gaat door de punten *a* en *b*, waarvoor $E - E_{\min} = 0,16 (E_{\max} - E_{\min})$ resp. $0,84 (E_{\max} - E_{\min})$. De afstand *AB*, die in dit geval 0,92 mm is, dient als maat voor de scherm onscherpte.

Nu dit eenmaal geconstateerd werd, is het mogelijk de onscherpte van andere schermen volgens een veel snellere methode te bepalen dan boven geschetst is. Voor een willekeurig scherm wordt eerst de energieverdeling in een randafbeelding bepaald en getekend. Vervolgens wordt een rechte lijn getrokken door de punten waarvoor resp. $E - E_{\min} = 0,16 (E_{\max} - E_{\min})$ en $0,84 (E_{\max} - E_{\min})$ is. De afstand tussen de punten waarin volgens deze lineaire

⁵⁾ Vgl. ook Philips Research Reports 1, 241-249, 1946 (No. 4).

verdeling de energie juist gelijk zou zijn aan $E_{\max}$ en $E_{\min}$ (de punten A en B in fig. 8), wordt nu beschouwd als een maat voor de schermsonscherpthe.

Deze methode hebben wij toegepast bij het bepalen van de onscherpte van een aantal veel gebruikte schermen. Bij combinaties van versterkingsfolies (dwz. een vóór- en een achterscherm) blijken de uitkomsten te liggen tussen 0,25 en 0,50 mm, voor doorlichtingsschermen tussen 0,4 en 1,0 mm.

Hier is dus (naast het boven gememoreerde onderzoek van Nemet c.s.) een andere methode uitgewerkt om aan de zwartings- of lichtsterktekromme direct een maat voor de onscherpte te ontleenen. Wij hebben hierbij echter grotere zekerheid, dat deze maat doelmatig is, doordat experimenteel vastgesteld werd, dat twee foto's, die volgens de ingevoerde definitie gelijke onscherpte hebben, bijv. schermsonscherpthe en geometrische onscherpte, op het oog dezelfde indruk maken.

De boven beschreven methode van Nemet, Cox en Walker zou voor de onscherpte van de genoemde schermen iets hogere waarden opgeleverd hebben. Het verschil is echter niet van grote betekenis.

De combinatie van de schermsonscherpthe met andere onscherpten

Door het koperen plaatje op een zekere afstand te houden van de cassette, waarin zich een film met een scherm bevinden, en het bovendien tijdens de opname met het toestel van fig. 7 te bewegen, kunnen we de schermsonscherpthe op eenvoudige wijze combineren met een geometrische en een bewegingsonscherpte. De totale onscherpte die op deze wijze ontstaat, kan dan volgens de boven omschreven methode gemeten worden. Op deze wijze

kan men een formule afleiden die het mogelijk maakt de resulterende onscherpte te bepalen, wanneer onscherpten van verschillende soort moeten worden samengesteld.

Voor schermen met geringe onscherpte, zoals die bij de normale contactfotografie gebruikelijk zijn, kan de waargenomen onscherpte goed worden voorgesteld door de formule

$$u = (u_g^3 + u_m^3 + u_s^3)^{1/3}, \dots (5)$$

waarbij weer u_g de geometrische onscherpte,
 u_m de bewegingsonscherpte,
 u_s de schermsonscherpthe voorstelt.

Dezelfde betrekking geldt ook bij een combinatie van uitsluitend geometrische en bewegingsonscherpte ($u_s = 0$).

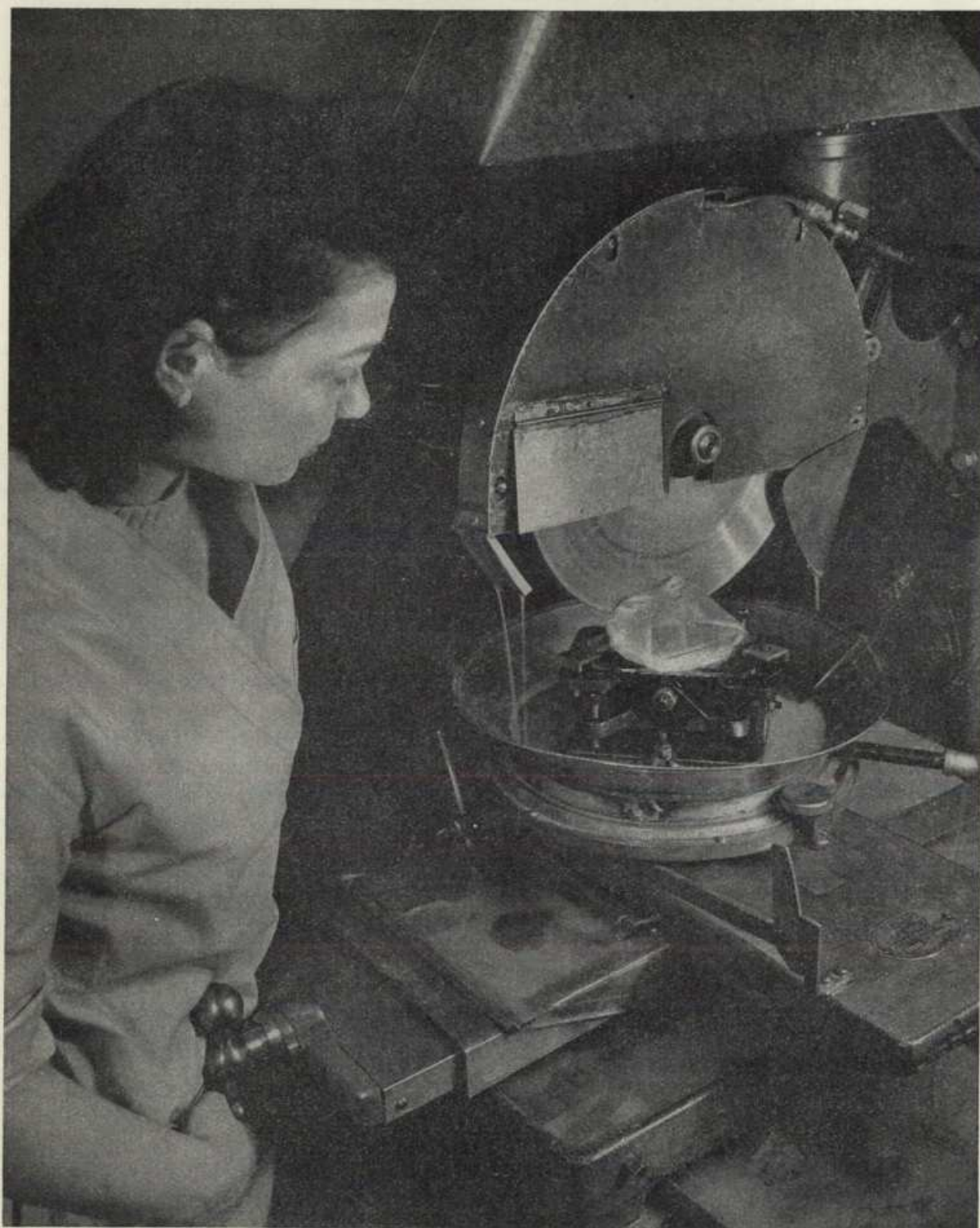
Bij doorlichtingsschermen met een onscherpte van de orde van 0,7 mm is de waargenomen waarde gewoonlijk iets groter dan die welke uit formule (5) berekend is. De gemiddelde afwijking is van de orde van 5%. In de practijk zijn dergelijke verschillen nauwelijks waarneembaar.

We hebben ook nagegaan, of de formule die Newell⁶⁾ gebruikte, nl.

$$u = (u_g^2 + u_m^2 + u_s^2)^{1/2} \dots (6)$$

de waarnemingen behoorlijk voorstelt. Het bleek, dat de resulterende onscherpte steeds kleiner is dan de kwadraatwortel uit de som van de kwadraten der samenstellende onscherpten. De gemiddelde afwijking is echter niet groter dan van de orde van 10%. Dit betekent, dat ook de betrekking (6) nog een redelijke benadering oplevert van de waargenomen randonscherpte, hoewel de afwijking duidelijk groter is dan bij gebruik van formule (5).

⁶⁾ R. R. Newell, Radiology 30, 493-499, 1938.

FABRICAGE VAN KWARTS-OSCILLATORPLATEN

Opname F. S. Lincoln, New York.

5/670

De foto toont een kwartszaag in bedrijf in de fabriek te Dobbs Ferry, N.Y., van de North American Philips Cy, Inc.. Uit het kwarskristal worden onder een zeer bepaalde hoek, welke o.a. met behulp van de graadindeling op het support wordt ingesteld, een reeks dunne schijven gezaagd; uit elke schijf kunnen dan enige van de, gewoonlijk vierkante, plaatjes worden gesneden die voor het constant houden van de frequentie van zenders worden gebruikt. Tijdens de oorlog werden in de Verenigde Staten tientallen miljoenen van deze kwartsplaatjes vervaardigd.

HET METEN VAN DE NAGALMTIJD VOLGENS DE METHODE MET EXPONENTIEEL AANGROEIENDE VERSTERKING

door W. TAK.

534.844.1: 621.317.351: 621.314.3

De nagalmtijd van een ruimte kan worden gemeten door in deze ruimte periodiek herhaalde geluidsstoten voort te brengen en de spanning van een in de ruimte opgestelde microfoon aan een oscillograaf toe te voeren over een exponentiële versterker. De versterking begint telkens met een lage waarde, doch neemt exponentieel met de tijd met een zeker bedrag, bijv. 60 db, toe en springt vervolgens op de lage beginwaarde terug. Het ritme der geluidsstoten en der exponentiële versterkingsvariatie wordt bepaald door de generator van de tijdsspanning van de oscillograaf. Men regelt de periode van deze spanning zodanig dat het oscillogram zo goed mogelijk een constante amplitude vertoont; is dit het geval, dan is deze periode ten naaste bij gelijk aan de gezochte nagalmtijd. Beschreven worden verschillende onderdelen der apparatuur, benevens enkele meetresultaten. Tevens wordt experimenteel aangetoond dat een voortgebrachte toon in hoofdzaak de eigentrillingen met nabij gelegen frequenties aanslaat, en dat tussen deze frequenties zwingingen ontstaan.

Inleiding

Het nagalmverschijnsel is van groot belang voor de beoordeling van de acoustiek van zalen en vertrekken. De theorie van dit verschijnsel en van de nagalmmeting is in een speciaal hieraan gewijd artikel uitvoerig uiteengezet¹⁾. Er zijn daar in het bijzonder twee meetmethoden besproken, waarvan elk een vrij volledig kwantitatief onderzoek van de nagalm mogelijk maakt. Intussen is een der bedoelde methoden, namelijk die met exponentieel toenemende versterking, nader uitgewerkt en zijn er talrijke metingen mee verricht. In hetgeen volgt zal over de gebruikte apparatuur en de meetresultaten een en ander worden verteld. Alvorens hiertoe over te gaan, zullen wij het ontstaan van de nagalm in het kort nog eens schetsen, waarbij ook de definitie van de nagalmtijd en het principe van de methode met exponentieel aangroeiende versterking om deze tijd te meten, ter sprake zullen komen.

Men stelle zich voor dat in een afgesloten ruimte een geluidsbron met één enkele frequentie werkzaam is gedurende een onbepaald lange tijd. Er zal zich dan een stationnaire toestand instellen. Hieronder verstaat men het volgende. De geluidsdruk zal in de gehele ruimte als functie van de tijd worden gegeven door een sinusfunctie met de frequentie van de bron; de ruimtelijke verdeling van de geluidsdruk is een superpositie van staande golven, die corresponderen met de eigentrillingen van de beschouwde ruimte. Welke staande golven in een gegeven ruimte kunnen optreden, is bepaald door de vorm en de afmetingen van de ruimte. Welke van deze mogelijke staande golven in de genoemde superpositie zullen zijn vertegenwoordigd (met andere woorden, welke eigentrillingen zullen worden

aangeslagen), en in hoe sterke mate zij dit zullen zijn, hangt af van de frequentie, de plaats en de vorm van de geluidsbron. Zo zullen niet zijn vertegenwoordigd de staande golven die ter plaatse van de geluidsbron (indien deze als een punt mag worden beschouwd) juist een knoop zouden vertonen. Dat er van de wel vertegenwoordigde eigentrillingen steeds verscheidene zullen zijn die een belangrijke bijdrage in de superpositie leveren, wordt duidelijk, indien men zich herinnert (vgl. het in noot¹⁾ geciteerde artikel) dat de opeenvolgende eigenfrequenties zeer kleine verschillen vertonen.

Van elk der aangeslagen eigentrillingen zal de intensiteit van het geluid, na het uitschakelen van de bron, exponentieel uitsterven, ten gevolge van de absorptie door de wanden. Dit na het uitschakelen waargenomen geluid noemt men de nagalm. De geluidsdruk p zal dan als functie van de tijd t door de volgende uitdrukking gegeven zijn:

$$p = p_0 \cdot e^{-k't} \cdot \sin(2\pi\nu_e t + \varphi); \dots (1)$$

p_0 is hier de amplitude van de geluidsdruk vóór het uitschakelen van de geluidsbron, k' is een constante die des te groter is naarmate de wanden sterker absorberen, ν_e is de bedoelde eigenfrequentie en φ is een fasehoek waarvan de grootte afhankelijk is van het ogenblik van uitschakelen.

De nagalmtijd t_{60} definieert men als de tijd waarin de geluidsintensiteit met 60 db is gedaald, d.i. met een factor 10^6 . Nu is deze intensiteit evenredig met het kwadraat van de amplitude van de geluidsdruk. Uit (1) volgt dus:

$$10^{-3} = e^{-k't_{60}},$$

$$t_{60} = \frac{13,8}{k'} \dots \dots \dots (2)$$

¹⁾ W. Tak, Nagalmmeting, Philips techn. T. 8, 82-88, 1946 (No. 3).

of

Een der methoden voor het meten van de nagalm-tijd, namelijk die met exponentieel aangroeiende versterking, berust op het volgende principe. De elektrische spanning die de nagalm door tussenkomst van een microfoon opwekt, wordt versterkt met een versterking, die volgens e^{at} met de tijd toeneemt, waarbij a een bekende en regelbare positieve waarde heeft. De versterkte spanning wordt waargenomen met een kathodestraaloscillograaf; op het scherm hiervan krijgt men een sinusvormige lijn te zien welke amplitude toe- of afneemt naar gelang $a > k'$ of $a < k'$ (zie fig. 8 van het in noot ¹⁾ aangehaalde artikel). Door a zo in te stellen dat de bedoelde amplitude constant blijft, dus door $a = k'$ te maken, vindt men uit (2) de gezochte nagalmtijd t_{60} . De constante k' is in het algemeen een functie van de frequentie; de nagalmtijd dus eveneens. Om de acoustiek van een ruimte te leren kennen, is het dan ook nodig de meting achtereenvolgens uit te voeren met een reeks frequenties in het hoorbare gebied.

Dit alles geldt voor het in de aanvang onderstelde geval, waarin een geluidsbron met één enkele frequentie onbepaald lang werkzaam was. In de praktijk zal bij spraak of muziek zulk een toestand zelden voorkomen. Veeleer heeft men daar te maken met reeksen geluidsstoten van wisselende duur en frequentie, welke stoten zo kort duren dat er

zich geen stationnaire toestand kan instellen. Om bij de meting de toestand enigszins te benaderen die zich bij spraak of muziek voordoet — en wel zodanig dat men reproduceerbare uitkomsten mag verwachten — kan men op verschillende manieren te werk gaan. Zo kan men de frequentie van de geluidsbron moduleren, of wel het geluid uit korte stoten van een bepaalde toon laten bestaan. Aan gezien dit laatste o.i. te beschouwen is als de beste nabootsing van muziek of spraak, hebben wij bij onze metingen van geluidsstoten gebruik gemaakt.

Het grote aantal eigentrillingen dat hierbij telkens wordt aangeslagen en de interferenties tussen deze eigentrillingen zijn er oorzaak van dat de gedaante der oscillogrammen zeer gecompliceerd wordt. Bij de discussie der meetresultaten zullen wij hierop nog terugkomen.

Beschrijving van de meetapparatuur

In fig. 1 is schematisch aangegeven uit welke onderdelen de meetapparatuur bestaat en hoe deze onderling zijn verbonden.

De microfoon, opgesteld in de acoustisch te onderzoeken ruimte, is over een voorversterker en de aanstonds te bespreken exponentiële versterker aangesloten op een kathodestraaloscillograaf. Als geluidsbron doet een luidspreker dienst, die over een eindversterker gevoed wordt door een toongenerator. Tussen de beide laatstgenoemde apparaten is een impulsgever opgenomen. Deze zorgt voor het periodiek in- en uitschakelen van de luidspreker, zodat er een reeks geluidsstoten ontstaat.

Met het geven van iedere geluidsstoot moeten twee andere gebeurtenissen gesynchroniseerd worden, namelijk het begin van de exponentiële aangroeiing der versterking en het begin van de beweging der lichtvlek van links naar rechts over het scherm. Heeft de versterking haar eindwaarde, en de lichtvlek de rechterzijde van het scherm bereikt, dan moeten zij zo snel mogelijk op de beginwaarde resp. naar links worden teruggebracht, om een nieuwe cyclus te beginnen.

Een en ander wordt verduidelijkt door fig. 2a-d, waar achtereenvolgens de voortgebrachte en de opgevangen geluidsintensiteit (I_L resp. I_M), de logarithme van de versterking g van de exponentiële versterker, en de horizontale uitslag x op de oscillograaf als functie van t zijn uitgezet. Indien de verhouding van de eindwaarde g_T der versterking tot de beginwaarde g_0 eens voor al zo is ingesteld dat zij overeenkomt met 60 db, en men de duur T van de cyclus zodanig kiest dat de amplitude y van het oscillogram (fig. 2e) constant blijft, dan is T de gezochte nagalmtijd t_{60} . Dat dit resultaat onaf-

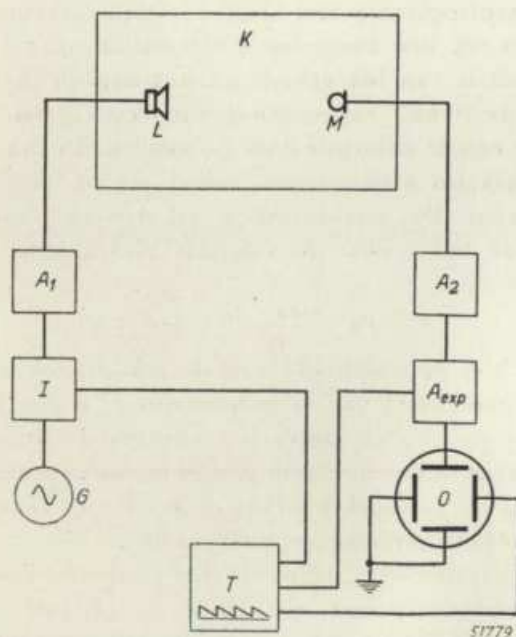


Fig. 1. In een ruimte K waarvan men de nagalmtijd wil meten, zijn een luidspreker L en een microfoon M opgesteld. De eerste is over een versterker A_1 en een impulsgever I aangesloten op een toongenerator G . De microfoon is over een voorversterker A_2 en een versterker A_{exp} met exponentieel aangroeiende versterking verbonden met een oscillograaf O . De generator T van de tijdasspanning voor de oscillograaf bestuurt tevens de impulsgever en de exponentiële versterker.

hankelijk is zowel van de impulsduur τ (fig. 2a) als van de looptijd t' (fig. 2b) die het geluid nodig heeft om langs de kortste weg van de luidspreker naar de microfoon te komen, zal duidelijk zijn, indien

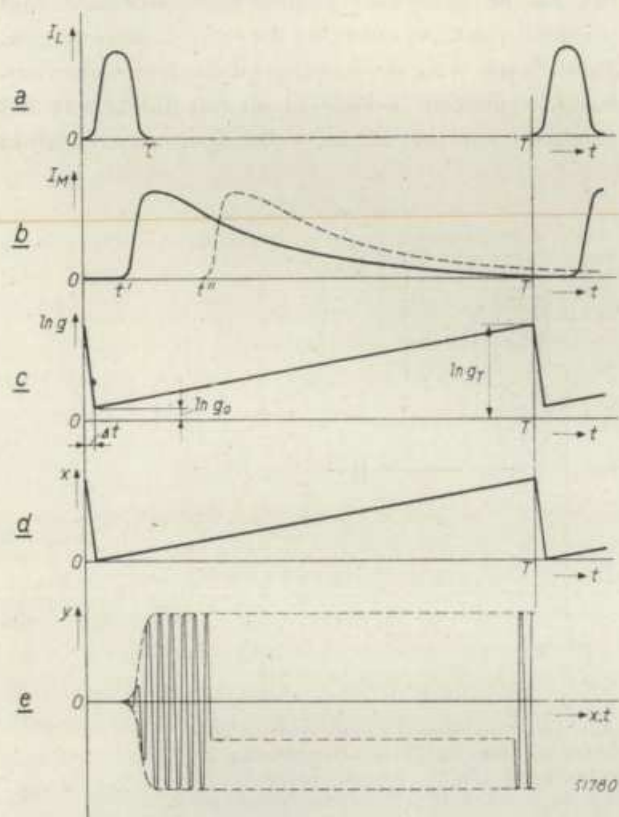


Fig. 2. Als functie van de tijd t zijn uitgezet:
a) de geluidsintensiteit I_L aan de luidspreker,
b) de geluidsintensiteit I_M aan de microfoon,
c) de logarithme van de versterking g van de exponentiële versterker,
d) de horizontale uitslag x en
e) de verticale uitslag y op de oscillograaf.
 T = duur van de cyclus, τ = duur van de geluidsstoot,
 t' , t'' = tijd die het directe geluid nodig heeft om zich voort te planten van de luidspreker naar de microfoon, Δt = tijd waarin de versterking van A_{exp} van de eindwaarde g_T op de beginwaarde g_0 wordt teruggebracht.

men bedenkt dat het regelen van T feitelijk neerkomt op het geven van de juiste helling aan de lijn $\ln g = f(t)$, fig. 2c. Vergrootte men bijv. t' tot t'' (fig. 2b) — door de microfoon verder van de luidspreker te plaatsen —, dan zou het oscillogram pas bij t'' beginnen, maar men zou dezelfde periode T vinden waarbij de amplitude constant blijft.

Alleen het interval Δt (fig. 2c), dat de versterker nodig heeft om van de eindwaarde der versterking tot de beginwaarde terug te keren, zou men eigenlijk van T moeten aftrekken; deze correctie is echter zo onbetekenend dat ze achterwege kan blijven.

De boven bedoelde synchronisatie tussen de verschillende gebeurtenissen wordt verkregen door zowel de impulsgever als de exponentiële versterker en de horizontale uitslag op de oscillograaf van één

punt uit te besturen. Het centrale orgaan hiervoor is de generator van de lineaire tijdasspanning (T , fig. 1).

Wij zullen nu achtereenvolgens dit onderdeel, de exponentiële versterker en de impulsgever nader beschouwen.

De generator van de tijdasspanning

De generator van de tijdasspanning bestaat in wezen uit een condensator die geleidelijk over een weerstand wordt geladen uit een bron van gelijkspanning E en die zich snel ontladaat over een relaisbuis; het laden en het ontladen wisselen elkaar periodiek af. De schakeling is in fig. 3 weergegeven en in het onderschrift toegelicht²⁾. Was de genoemde weerstand, waarover de lading toevloeit, een gewone weerstand, dan zou de condensatorspanning v_C exponentieel met t oplopen. Door echter voor deze weerstand een penthode te gebruiken en deze te laten werken in het gebied waar de anodestroom I_0 onafhankelijk is van de anodespanning, verkrijgt men een constante laadstroom, zodat $v_C = I_0 t / C_0$ lineair met t verandert (C_0 = capaciteit van de condensator). Dit laatste geldt ook voor de spanning v_P aan de penthode, $= E - I_0 t / C_0$.

De amplitude van v_C is naar boven begrensd tot een waarde die een zeker bedrag kleiner is dan E ; zij hangt overigens af van de doorslagspanning van de relaisbuis. Met behulp van een regelbare gelijkspanning op het rooster van de relaisbuis (zie fig. 3) wordt de doorslagspanning zodanig ingesteld dat de amplitude van v_C overeenkomt met de spanning die nodig is om de lichtvlek de gehele schermbreedte van de oscillograaf te doen doorlopen.

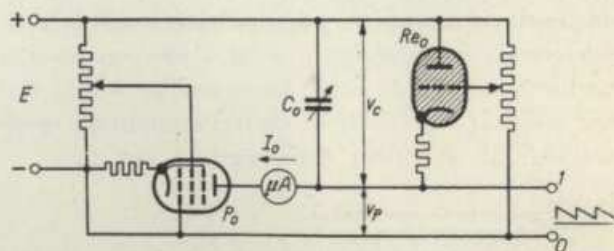


Fig. 3. Schakeling voor het opwekken van een lineaire tijdasspanning (v_P). De condensator C_0 wordt geladen over de penthode P_0 met de anodestroom I_0 , die onafhankelijk is van de anodespanning, zodat de spanning v_C aan C_0 lineair met de tijd toeneemt. Bereikt v_C de doorslagspanning van de relaisbuis Re_0 , dan ontladaat C_0 zich over Re_0 in een korte tijd, waarna de lading opnieuw begint, enz. Aan de klemmen 0-1 wordt de spanning $v_P = E - v_C$ afgenomen.

²⁾ Deze zelfde schakeling wordt gebruikt voor de tijdbasis van de kathodestraaloscillograaf type GM 3156 (zie Philips techn. T. 5, 289-297, 1940). De laagste met deze oscillograaf verkrijgbare frequentie (1/4 per/sec) is in vele gevallen nog te hoog voor ons doel.

De periode van de relaxatietrilling die de beschreven schakeling uitvoert, moet, zoals wij zagen, gelijk zijn aan de nagalmtijd van de te onderzoeken ruimte. Deze nagalmtijd kan allerlei waarden hebben tussen ca 0,1 sec (klein, sterk gedempt vertrek) en ettelijke seconden (grote „holle” ruimte, bijv. een kerk). De frequentie van de relaxatietrilling moet dus regelbaar zijn. Haar periode bestaat in hoofdzaak uit het laadinterval van de condensator. Deze

Uit metingen aan een balansversterker met twee trappen, uitgerust met deze penthoden, is gebleken dat bij gelijktijdige verandering van de stuurroosterspanning in beide trappen de grenzen van het zoëven genoemde gebied corresponderen met waarden van de versterking die ca 50 db uiteenliggen. De definitie van de nagalmtijd (t_{60}) is weliswaar, zoals besproken, gebaseerd op een daling van het geluidsniveau met 60 db, welke door een even grote

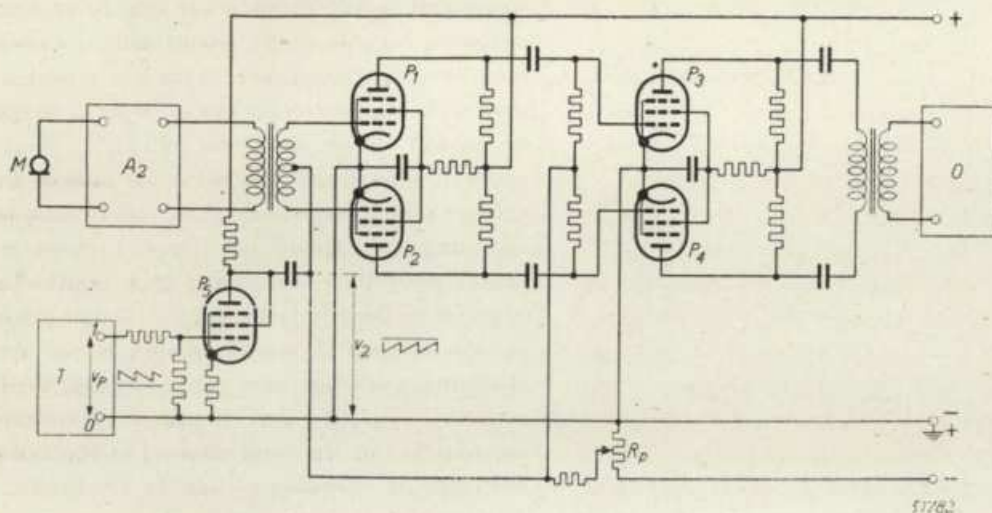


Fig. 4. Schakeling van de exponentiële versterker. De stuurroosters van de beide balans-trappen met de penthoden P_1 - P_2 en P_3 - P_4 ontvangen een variabele voorspanning v_2 , bestaande uit een vaste negatieve gelijkspanning, ontleend aan de potentiometer R_2 , en een „zaagtand”-vormige spanning, geleverd door de penthode P_5 . De stuurroosterketen van P_5 is via een spanningsdeler aangesloten op de klemmen 0-1 van de generator van de tijdasspanning (fig. 3). — Overige letters als in fig. 1.

is des te sneller geladen naarmate C_0 kleiner of I_0 groter is. In de praktische uitvoering van het apparaat zijn deze beide grootheden regelbaar gemaakt: C_0 in grove en fijne trappen, en I_0 continu met behulp van de schermroosterspanning van de penthode (zie fig. 3). Vóór het meten stelt men de schermroosterspanning zo in dat I_0 een eens voor al vastgestelde waarde heeft. De eigenlijke meting, d.i. het constant maken van de verticale amplitude op de oscillograaf, geschiedt door regeling van C_0 .

De exponentiële versterker

In de exponentiële versterker wordt gebruikt gemaakt van penthoden welker anodestroom in een zeker gebied een exponentiële functie van de stuurroosterspanning is. Wordt een bepaald gebied van deze spanning lineair met de tijd doorlopen, dan verandert de anodestroom — en daarmee ook de steilheid — met de tijd volgens een exponentiële wet. Hetzelfde geldt voor de versterkingsfactor van een versterker waarin men zulke penthoden gebruikt. Penthoden die de bedoelde eigenschap bezitten, zijn bijv. de typen EF 5 en EF 41.

toeneming van de versterking zou moeten worden gecompenseerd. Dit laatste is echter noch noodzakelijk, noch wenselijk, zoals uit het volgende zal blijken.

Als men van de hoogste bruikbare intensiteit der geluidsstoten uitgaat, vindt men in de praktijk dat het nagalmverschijnsel, na ca 40 db verzwakt te zijn, reeds een peil heeft bereikt waarop verschillende storingen hinderlijk worden. Deze storingen zijn deels het ruisen van de versterker, deels eventueel ook geluiden die met de meting niets te maken hebben. Om deze reden is het niet gewenst, de versterking met meer dan 40 db te doen aangroeien. En dit is ook voldoende, immers de tijd t_{40} waarin de nagalm 40 db in intensiteit afneemt, hangt op eenvoudige wijze samen met de gezochte tijd t_{60} :

$$t_{40} = \frac{2}{3} t_{60}.$$

(Dit blijkt bijv. onmiddellijk uit fig. 7 van het in noot ¹⁾ aangehaalde artikel.) Aan de andere kant zal men de nagalm ook niet veel minder dan 40 db

willen laten afnemen, aangezien dan bij de omrekening op t_{60} de onvermijdelijke meetfouten met een te grote factor zouden worden vergroot.

Wij hebben ons dan ook gebaseerd op een daling van 40 db in de nagalm, en derhalve op een aangroeiing van 40 db in de versterking. Deze aangroeiing is, in de bovengenoemde balansversterker met twee trappen, te verkrijgen door de negatieve roosterspanning ca 32 V te doen afnemen. Om de aangroeiing op de juiste ogenblikken te doen aanvangen en eindigen, wordt de roosterspanningsverandering ontleend aan de generator van de tijdasspanning. Hoe dit kan geschieden, is te zien in fig. 4. De bedoelde generator levert aan klem 1 telkens een hoge positieve spanning ten opzichte van klem 0 (aarde), welke spanning geleidelijk tot een lagere positieve waarde daalt. Op de stuurroosters der penthoden $P_1 \dots P_4$ in de exponentiële versterker is daarentegen een spanning nodig (v_2 , fig. 4) die van hoog negatief tot minder negatief oploopt. Om uit het eerstgenoemde spanningsverloop (v_P , fig. 4) het tweede te krijgen, is een buis P_5 tussengevoegd, waarvan de afgegeven spanning gesuperponeerd wordt op een gelijkspanning die van een potentiometer R_P wordt betrokken; deze som (v_2) dient als voorspanning voor $P_1 \dots P_4$. De amplitude van v_2 en de genoemde gelijkspanning zijn zo gekozen dat de versterkingsvariatie 40 db bedraagt. Om er op te kunnen vertrouwen dat dit

op den duur zo blijft, moet men de voedingsspanningen zorgvuldig stabiliseren.

Vermeld zij nog dat de frequentiekaracteristiek van de versterker een horizontale rechte lijn is in het gebied der hoorbare tonen van ca 50 per/sec-10 000 per/sec.

De impulsgever

De impulsgever is feitelijk een versterktrap die tussen de toongenerator en de eindversterker is geschakeld (vgl. fig. 1) en waaraan een zodanig variërende voorspanning wordt toegevoerd dat hij afwisselend of geblokkeerd is of als versterker fungeert, zodat de luidspreker een reeks geluidsstoten laat horen.

De leverancier van de variërende voorspanning is ook hier weer de generator van de tijdasspanning, met welks frequentie het ritme der geluidsstoten dan ook overeenkomt. Deze tijdasspanning laten we hier eerst nog een zekere vervorming ondergaan om te voldoen aan het verlangen, de duur van iedere stoot (τ , fig. 2a) binnen zekere grenzen te kunnen regelen, en liefst zonder dat de maximale geluidsintensiteit daarbij verandert. De reden van dit verlangen is de volgende.

Een lange impulsduur (van de orde van de nagalmtijd) is ongewenst, daar gedurende deze tijd geen nagalm kan worden waargenomen en de op het oscillograafscherm met τ overeenkomende breedte

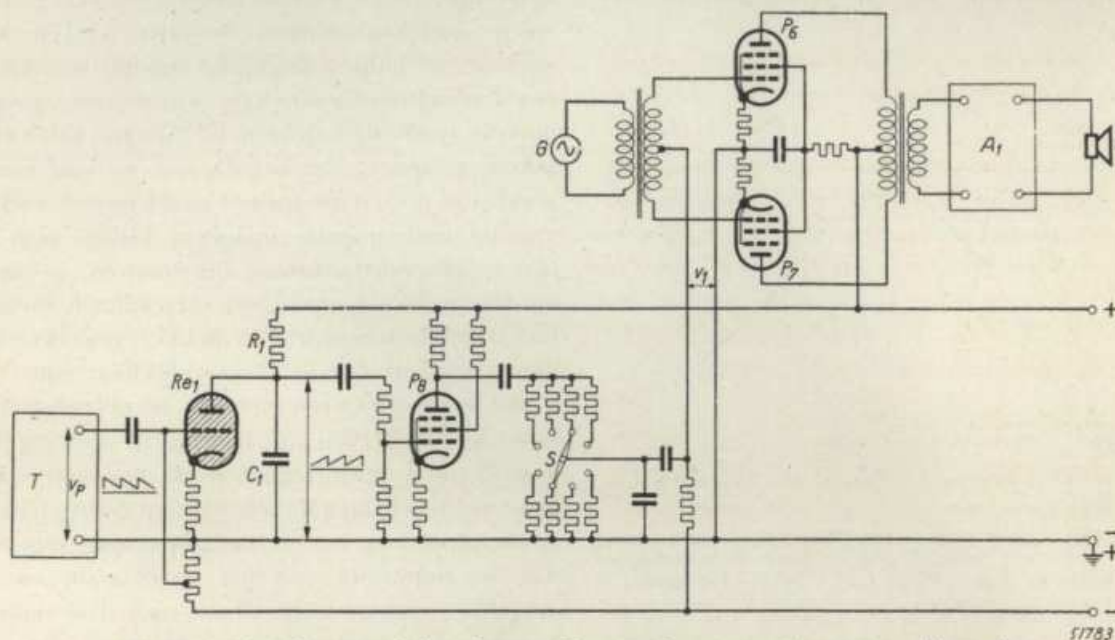


Fig. 5. Schakeling van de impulsgever. De spanning v_P van de generator T van de tijdasspanning (fig. 3) bestuurt een relaxatietrilling in de keten gevormd door de weerstand R_1 , de condensator C_1 en de relaisbuis Re_1 . De zaagtandvormige spanning aan C_1 wordt door de penthode P_5 versterkt en in een filter van capaciteiten en weerstanden vervormd tot een periodieke impuls, die tezamen met een vaste negatieve gelijkspanning, de voorspanning v_1 vormt van een balansversterker met de penthoden P_6 en P_7 . Met de schakelaar S wordt de impulsbreedte geregeld, dus tevens de tijd gedurende welke de versterker telkens werkzaam is. — Overige letters als in fig. 1.

dus verloren gaat; τ moet dus steeds klein ten opzichte van de nagalmtijd worden gehouden. Aan de andere kant zouden zeer korte stoten, vooral in grote zalen, tot een te gering geluidsvolume kunnen voeren. Het is dus zaak het gunstigste compromis te kunnen instellen.

De door ons toegepaste schakeling, die aan deze wensen voldoet, is weergegeven in fig. 5. De weerstand R_1 , de condensator C_1 en de relaisbuis Re_1 vormen een keten die onder invloed van de tijdaspanning v_p een relaxatietrilling met dezelfde frequentie als v_p uitvoert. De spanning aan C_1 vertoont een verloop dat analoog is aan dat van v_p , doch omgekeerd (schuin oplopende in plaats van aflopende „zaagtanden”), en bestuurt een penthode P_8 . In de anodekring van P_8 bevindt zich een filter, dat bestaat uit een netwerk van condensatoren en (deels variabele) weerstanden. De uitgangsspanning van dit netwerk vormt, tezamen met een vaste gelijkspanning, de voorspanning v_1 van de eigenlijke impulsgever. Het verloop van v_1 met de tijd is in fig. 6 geschetst voor de beide uiterste standen van de in fig. 5 aangegeven omschakelaar S. Men ziet dat een min of meer afgeronde spanningsimpuls ontstaat, die gedurende een tijd die veranderlijk is tussen $\tau_{\min}$ en $\tau_{\max}$, uitkomt boven de spanning V_0 bij welke de impulsgever juist geblokkeerd is. De amplitude van het bedrag waarmee de impuls v_1 de waarde V_0 telkens overschrijdt, is nageenough onafhankelijk van de stand van de om-

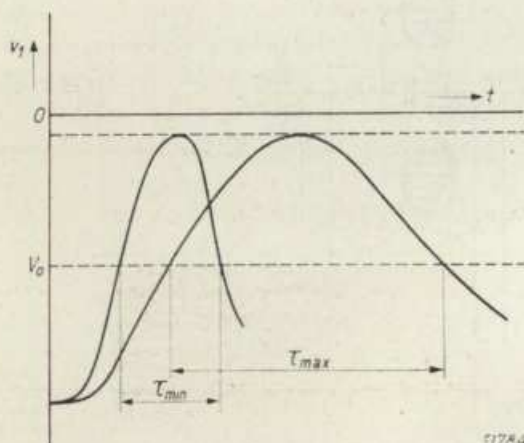


Fig. 6. Verloop van de volgens fig. 5 opgewekte voorspanning v_1 . De tijd gedurende welke v_1 uitkomt boven de roosterspanning V_0 waarbij de buizen P_6 en P_7 (fig. 5) zijn geblokkeerd, is regelbaar tussen $\tau_{\min}$ en $\tau_{\max}$.

schakelaar; dit bedrag bepaalt de versterking van de impulsgever en dus ten slotte de maximale geluidsintensiteit. Hiermee is dus voldaan aan de wens dat geluidsstoten met een regelbare duur worden voortgebracht zonder dat bij verandering

van de duur de maximale sterkte verandert. Fig. 7 laat de oscillogrammen zien van geluidsstoten met een duur van resp. 0,12, 0,07, 0,035 en 0,02 sec.

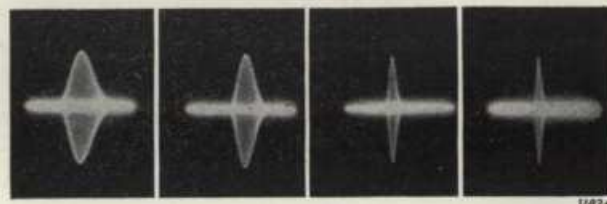


Fig. 7. Oscillogrammen van geluidsimpulsen, verkregen met de schakeling volgens fig. 5. De duur bedraagt resp. 0,12, 0,07, 0,035 en 0,02 sec.

Practische uitvoering der apparatuur

De in fig. 1 schematisch aangegeven meetinrichting kan ten dele uit een aantal normale apparaten bestaan, namelijk de toongenerator, de eindversterker, de oscillograaf, de voorversterker, en voorts de luidspreker en de microfoon. Behalve de beide laatstgenoemde onderdelen en de voorversterker zijn de overige toestellen gemonteerd op een rijdbaar rek (fig. 8), dat verder ook een kast bevat waarin de niet-normale onderdelen zijn verenigd, die boven werden besproken: de generator voor de tijdaspanning, de exponentiële versterker en de impulsgever. Een aparte kast bevat een voedingsapparaat, dat de diverse onderdelen van gestabiliseerde gelijkspanningen voorziet³⁾. Ten slotte zij nog een hulposcillograaf vermeld, waarop men een Lissajous-figuur kan waarnemen, gevormd door de spanning van resp. de toongenerator en het wisselstroomnet. Met behulp hiervan kan men gemakkelijk de toonfrequentie exact op een veelvoud van de netfrequentie instellen. Indien men deze laatste als constant mag beschouwen, is men er op deze wijze zeker van, bij verschillende metingen met dezelfde frequentie te hebben gewerkt, waardoor de resultaten beter vergelijkbaar zijn.

Het verloop van een meting is nu als volgt. Nadat men de beschreven apparatuur in werking heeft gesteld en de toonfrequentie de gewenste waarde gegeven, regelt men de waarde van de capaciteit C_0 in de generator van de tijdaspanning (fig. 3) zo dat de amplitude van het oscillogram zo goed mogelijk constant blijft. Heeft men deze instelling bereikt, dan leest men uit de stand der regelknoppen van C_0 de duur van de nagalmtijd af.

³⁾ H. J. Lindenhovius en H. Rinia, Een gelijkstroomvoedingsapparaat met gestabiliseerde spanning, Philips techn. T. 6, 54-61, 1941.

Meetresultaten

Dat de praktijk niet zo eenvoudig zal zijn als hierboven werd voorgesteld, ligt voor de hand, indien men bedenkt dat een afgesloten ruimte vele eigentrillingen bezit, die alle min of meer door de geluidsstoten worden aangeslagen, en dat zwevingen tussen deze trillingen zullen optreden. (Op een experimentele bevestiging hiervan komen wij aanstonds terug.) Het beeld op de oscillograaf zal dan ook nooit de eenvoudige gedaante van fig. 2e hebben, maar steeds een aantal pieken vertonen.



Fig. 8. Opstelling van de meetapparatuur. Op het rijdbare rek ziet men de volgende toestellen.

Bovenste rij: links de toongenerator (type GM 2307), rechts een hulposcillograaf (type GM 3153), welke dient voor het instellen van de toonfrequentie op een veelvoud van de netfrequentie;

tweede rij: links een kast die de generator van de tijdschakeling bevat, benevens de exponentiële versterker en de impulsgever, rechts de oscillograaf (type GM 3159);

daaronder het voedingsapparaat, dat gestabiliseerde gelijkspanningen levert; en

geheel onderaan de 24 W-eindversterker (type 2843). Op de achtergrond, in de kamer waarvan de nagalmtijd wordt gemeten, ziet men de microfoon, de voorversterker (type 2843) en de luidspreker.

Zelden zal een instelling te vinden zijn waarbij alle pieken even groot worden. Toch zal men, na enige ervaring te hebben opgedaan, weinig behoeven te twijfelen aan wat de beste instelling is. Zie bijv. fig. 9a, b en c, die onder gelijke omstandigheden zijn opgenomen met $T =$ resp. 1,3 sec, 1,1 sec en 0,9 sec; hier is $T = 1,1$ sec de beste instelling.



Fig. 9. Daar er steeds verscheidene eigentrillingen tegelijk worden aangeslagen, vertoont het oscillograafbeeld niet de eenvoudige gedaante van fig. 2e, maar bezit het een aantal pieken en dalen, die het vinden van de juiste instelling bemoeilijken. — Onder overigens dezelfde omstandigheden werden opnamen gemaakt met $T =$ resp. (a) 1,3 sec, (b) 1,1 sec, (c) 0,9 sec. De instelling (b) is de beste.

Moelijker zijn uiteraard de gevallen waarin men met twee of meer gemiddelde nagalmtijden te maken heeft, hetgeen zich bijv. voordoet als een „zacht” vertrek (met korte nagalmtijd) door een openstaande deur in verbinding staat met een „harde” gang (lange nagalmtijd). Fig. 10 laat twee opnamen van zulk een geval zien.

Ten slotte willen wij een proef beschrijven die bevestigt dat geluidsimpulsen een reeks eigentrillingen aanslaan van het vertrek waarin zij worden voortgebracht, en dat deze eigentrillingen onderling interfereren, zoals boven en in het aangehaalde artikel ¹⁾ werd besproken. De beschreven apparatuur deed ook bij deze proef dienst.

Eerst werd de impulsgever buiten werking gesteld, zodat de luidspreker een ononderbroken toon voortbracht. Ook de exponentiële versterker deed tijdelijk geen dienst; er werd een constante versterking tussen de microfoon en de oscillograafbuis toegepast. Deze buis ontving geen spanning voor de horizontale uitslag, zodat het beeld slechts uit een verticaal lijntje bestond, waarvan de lengte evenredig was met de geluidsdruk aan de microfoon. Dit lijntje werd gefotografeerd op een continu voortbewogen film, terwijl de frequentie van de

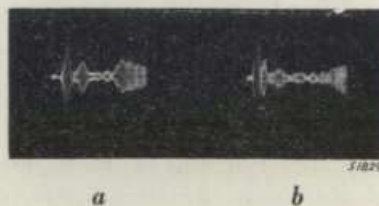


Fig. 10. Nagalmmeting in een kamer die door een geopende deur in verbinding stond met een gang. (a) is opgenomen met een duur T van de cyclus $= 0,9$ sec, (b) onder overigens dezelfde omstandigheden met $T = 2,3$ sec. Bij (a) maakt de snelheid waarmee de versterking aangroeit, ongeveer evenwicht met het uitsterven van de nagalm in de kamer, maar niet met het langzamere uitsterven in de gang. Men ziet dan ook, dat na enige tijd de uitslag toeneemt, een gevolg er van dat de nagalm van de gang gaat overwegen. Bij (b) is T zo lang gekozen dat de nagalm van de gang een ongeveer constante amplitude oplevert. Ook hier treedt tegen het eind een toename van de amplitude op, die nu echter te wijten is aan het ruisen van de versterker.

toongenerator geleidelijk veranderde. Het resultaat was een beeld van de geluidsdruk (ter plaatse van de microfoon) als functie van de frequentie (fig. 11). De frequentieschaal werd vastgelegd door telkens het opneemcircuit even te onderbreken bij het passeren van een bepaalde frequentie.

Uit fig. 11 leest men af dat in het vertrek waarin de proef werd genomen en bij de gebruikte opstelling van luidspreker en microfoon, weinig gepronon-

Kiezen wij nu 1060 per/sec als toonfrequentie, dan zijn, zoals men uit fig. 11 ziet, de naastbijgelegen geprononceerde eigenfrequenties hetzelfde drietal van zoëven (1069, 1072 en 1076 per/sec). In het oscillogram van de nagalm (fig. 13a) herkennen wij nu — zij het ook minder duidelijk dan in fig. 12a — een frequentie van ca 14 per/sec, hetgeen weer, binnen de meetnauwkeurigheid der frequenties, overeenkomt met het verschil tussen

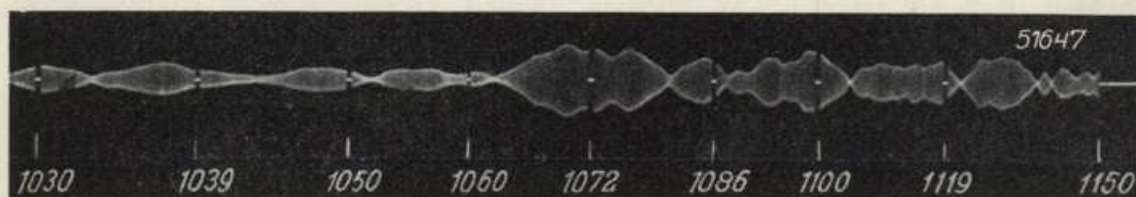


Fig. 11. Amplitude p_0 van de geluidsdruk in een punt van een vertrek, als functie van de frequentie van een continue toon (in per/sec).

ceerde eigenfrequenties voorkomen in het gebied tussen 1020 en ca 1065 per/sec, doch dat deze wel duidelijk optreden in het gebied tussen ca 1065 en 1120 per/sec.

Wat kan men nu hieruit voorspellen omtrent de nagalm die zal optreden, als men in dit vertrek geluidsstoten voortbrengt, met toonhoogten binnen het frequentiegebied dat in de juist beschreven proef werd doorlopen, en met verschillende duur der stoten?

Geven wij eerst de toon een frequentie gelijk aan een eigenfrequentie van het vertrek die ongeveer midden tussen twee naburige eigenfrequenties is gelegen, bijv. 1072 per/sec (zie fig. 11). Men mag dan verwachten dat zowel deze eigentrilling als de beide burens (1069 en 1076 per/sec) sterk zullen worden aangeslagen, verderaf gelegen eigentrillingen (bijv. 1085 per/sec) daarentegen veel zwakker, en dat er zwevingen met de verschilfrequentie der eerstgenoemde trillingen (3 à 4 per/sec) zullen optreden.

Dit wordt bevestigd door fig. 12a, bij welke opname de gehele meetapparatuur als in dit artikel beschreven — dus inclusief impulsgever, exponentiële versterker en tijdbasis — weer in werking was. Men ziet hier een min of meer sinusvormig met de tijd wisselende drukamplitude, die in de tijdasperiode juist twee perioden vertoont. Daar bij deze proef de tijdasperiode 0,54 sec bedroeg, was de frequentie van de amplitudevariatie $2/0,54 = 3,7$ per/sec, wat goed overeenstemt met de frequentieverschillen tussen de gebruikte toonhoogte (1072 per/sec) en de beide naburige eigenfrequenties. Het in fig. 12a weergegeven verschijnsel mogen wij dus aan zwevingen tussen deze frequenties toeschrijven.

de gebruikte toonhoogte en de naburige eigenfrequenties. Hetzelfde is het geval met een toon van 1086 per/sec (fig. 14a), waar men volgens fig. 11 nu niet alleen het aanslaan van de groep bij 1072 per/sec, doch ook dat van de eigenfrequentie bij 1093 en 1100 per/sec mag verwachten, en in het

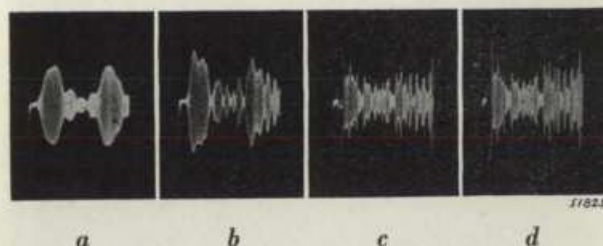


Fig. 12. Met de meetapparatuur volgens fig. 8 opgenomen oscillogrammen. Duur van de geluidsstoten (a) 0,12 sec, (b) 0,07 sec, (c) 0,035 sec, (d) 0,02 sec. Toonhoogte 1072 per/sec. De breedte van het oscillogram komt overeen met 0,54 sec. Aangezien het hier niet nodig was, zo goed mogelijk op constante amplitude in te stellen, is dit slechts bij benadering gedaan.

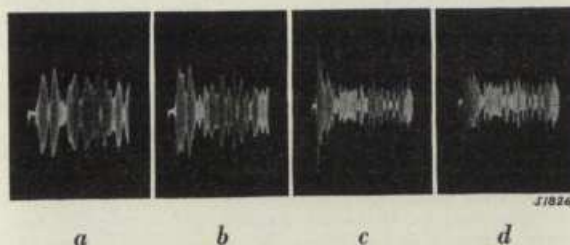


Fig. 13. Als fig. 12, doch met een toonhoogte van 1060 per/sec.

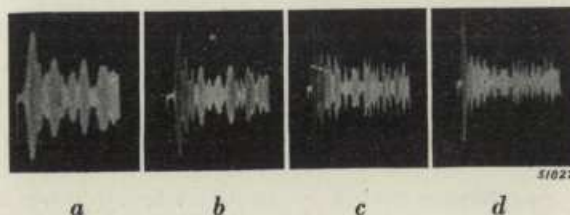


Fig. 14. Als fig. 12, doch met een toonhoogte van 1086 per/sec.

beeld van de nagalm dus zwevingsfrequenties van o.a. 7 en 17 per/sec. Deze beide kan men inderdaad in fig. 14a herkennen.

De foto's fig. 12a, 13a en 14a zijn alle opgenomen met een vrij lange duur τ van de geluidsstoten: $\tau = 0,12$ sec, zodat iedere stoot meer dan 100 perioden omvatte. Welke beelden men krijgt met kortere stoten, is te zien in dezelfde figuren bij (b), (c) en (d), waar τ resp. 0,07 sec, 0,035 sec en 0,02 sec bedroeg. Naarmate τ kleiner is, blijken de oscillogrammen een ingewikkelder structuur te vertonen,

hetgeen duidt op een groter aantal aangeslagen eigenfrequenties. Dit laatste behoeft niet te verwonderen, daar immers in het Fourier-spectrum van de geluidsstoot meer termen van belang worden, naarmate de stoot korter duurt.

Verandering van de impulsduur τ kan er dan ook toe bijdragen, het oscillogram een zodanige vorm te geven dat de juiste instelling van de periode T gemakkelijker kan worden gevonden. Dit was dan ook nog een reden — behalve de vroeger reeds genoemde —, waarom τ regelbaar werd gemaakt.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvraag gratis overdrukken. Van de publicaties die met een sterretje * zijn gemerkt, is echter geen voor verspreiding voldoende aantal overdrukken beschikbaar.

1729*: J. L. Snoek: New developments in ferromagnetic materials; Elsevier Publishing Company, Inc., New York, Amsterdam 1947, 136 pag., 52 fig.

Dit boek moet niet beschouwd worden als een leerboek, maar veeleer als een verzameling publicaties over onderzoekingen, uitgevoerd in de periode 1940-1945 en voorzien van een inleiding. Het is verdeeld in drie hoofdstukken, achtereenvolgens gewijd aan de „statica” en de „dynamica” van het ferromagnetisme en aan de ontwikkeling van magnetische materialen. Het eerste hoofdstuk omvat een algemene theorie van de hysteresis, hysteresis bij lage waarden van de inductie, kristal-anisotropie en magnetostrictie in ternaire systemen, permeabiliteit en coërcitiefkracht van cubische ferromagnetische oxyden, het effect van koud walsen op alliages van ijzer en nikkel. Het tweede deel behandelt voornamelijk magnetische nadering en desaccomodatie in alpha-ijzer en in ferromagnetische niet-metalen. Andere behandelde onderwerpen zijn: wervelstroomproblemen, magnetisch huideffect, grote Barkhausen sprongen. Het derde hoofdstuk brengt uitvoerige gegevens over nieuwe magnetische ferrieten, die door de schrijver en medewerkers zijn ontwikkeld („Ferroxcube” 1, 2, 3 en 4). Bovendien zijn hier enkele gegevens verzameld betreffende magneetstalen.

1730: E. J. W. Verwey: Theory of the stability of lyophobic colloids (J. Phys. and Colloid Chem. 51, 631-636, 1947, No. 3).

De theorie van de wisselwerking tussen dubbel-

lagen die gesuspenderde colloïdale deeltjes bij aanwezigheid van electrolyten omringen, wordt herzien in verband met de stabiliteit van lyophobe colloïden. De conclusie wordt getrokken dat de wisselwerking van de dubbellagen gepaard gaat met een toeneming van de vrije energie, zodat tussen de deeltjes een afstoting ontstaat. De afstotings-potentiaal is in bepaalde gevallen berekend. In combinatie met de Van der Waals-Londonkrachten, welke door Hamaker zijn berekend, volgt hieruit de totale potentiaal als functie van de afstand. Voorspellingen, op grond van deze curven gedaan, blijken goed overeen te stemmen met verscheidene experimentele gegevens. Bij voorbeeld wordt de invloed van de concentratie van het electrolyt in verband met de waardigheid van de ionen op de uitvloeking bevredigend door deze theorie verklaard, hoewel allerlei ingewikkelde verschijnselen, die kunnen optreden, nog nader bekeken moeten worden.

1731: Th. P. J. Botden en F. A. Kröger: Fluorescence of cadmium borates activated by manganese (Physica, 's-Grav., 13, 216-224, 1947, No. 4-5).

In het systeem $\text{CdO-B}_2\text{O}_3$ bestaan vier verbindingen, die ieder fluorescentie vertonen, indien ze met mangaan worden geactiveerd. Zo wordt $\text{Cd}_2\text{B}_2\text{O}_5\text{-Mn}$ aangeslagen door ultraviolette stralen ($\lambda < 3200 \text{ \AA}$) en door kathodestralen, terwijl CdB_2O_4 , $\text{Cd}_2\text{B}_6\text{O}_{11}$ en $\text{Cd}_3\text{B}_2\text{O}_8$ alleen een groene cathodoluminescentie vertonen. De luminescentie van $\text{Cd}_2\text{B}_2\text{O}_5\text{-Mn}_2\text{B}_2\text{O}_5$ is kwantitatief bestudeerd

als functie van mangaangehalte, golflengte van het bestralende licht en temperatuur. Aangetoond wordt, dat de ultraviolette emissie, die in sommige producten bij lage temperatuur verschijnt, niet verantwoordelijk is voor de abnormale daling van de rode luminescentie bij lage temperaturen.

- 1732: F. A. Kröger: Fluorescence of tungstates and molybdates (Nature, London, 159, 674, 1947, 17 Mei).

Een aantal molybdaten en wolframaten, die bij gewone temperatuur niet-lichtend zijn, vertonen luminescentie bij lage temperaturen. De derving van de luminescentie van een aantal wolframaten en molybdaten onder invloed van de temperatuur wordt in het gebied — 200 °C tot 200 °C grafisch voorgesteld.

- 1733: F. A. Kröger: Tetravalent manganese as an activator in luminescence (Nature, London, 159, 706, 1947, 24 Mei).

In een aantal systemen, zoals zinkaluminaat, magnesiumaluminaat, α - en β -aluminiumoxyde en magnesiumtitaanaat, alle geactiveerd met mangaan, is de luminescentie opvallend verschillend naar gelang de producten worden geprepareerd in oxyderende dan wel reducerende omgeving. De gereduceerde producten (behalve het titaanaat) vertonen een groene cathodoluminescentie, die aan tweewaardig mangaan moet worden toegeschreven. De geoxydeerde producten vertonen een diep rode luminescentie bij aanslag door kathodestralen of door ultraviolet (3650 Å). In magnesiumtitaanaat werd door titratie voor de valentie van het mangaan een bedrag 3 à 4 gevonden. Analogie tussen emissiespectra van $\text{Mg}_2\text{TiO}_4\text{-Cr}^{3+}$ en $\text{Mg}_2\text{TiO}_4\text{-Mn}$ wijst er op dat mangaan aanwezig is in de vierwaardige vorm.

- 1734: E. J. W. Verwey: Nieuwe onderzoeken over de atoomrangschikking in de spinellen in verband met hun fysische eigenschappen (Chem. Weekblad 43, 229-232, 1947, No. 15).

Voor de inhoud van dit artikel zij verwezen naar Philips techn. T. 9, 186-191 en 239-248, 1947, No. 6 en 8.

- 1735: A. van der Ziel en A. Versnel: Total emission noise in diodes (Nature, London, 159, 640, 1947, 10 Mei).

Metingen van de ingangsdemping $1/R$ en de aequivalente verzadigde-diode-stroom I_e werden aan een diode (kathode-oppervlak 10 cm², anode-kathode-afstand 0,1 cm) uitgevoerd bij 7,25 m golflengte. Beide grootheden zijn bij benadering evenredig met V_a^{-2} . Het geruis kan worden beschreven door de aequivalente geruistemperatuur T_e van de conductantie $1/R$ gelijk te stellen aan de kathodetemperatuur. Verwacht wordt dat dit resultaat zal gelden voor een uitgebreid frequentiegebied, daar zowel $1/R$ als I_e evenredig zijn met het kwadraat van de frequentie.

- 1736: A. van der Ziel: Total emission damping in diodes (Nature, London, 159, 675, 1947, 17 Mei).

Metingen van de „totale emissie-demping” (een looptijdeffect dat een gevolg is van ruimteladingen en dat bij hoge frequenties optreedt) werden uitgevoerd aan een diode (kathode-oppervlak 10 cm², afstand kathode-anode 0,1 cm). Het reële deel $1/R$ en het imaginaire deel $\omega\Delta C$ van de impedantie worden uitgezet als functie van V_a (gloeispanning resp. 6, 8, 10 en 12 V). Aangetoond wordt dat $\omega\Delta C$ en $1/R$ evenredig zijn resp. met V_a^{-1} en V_a^{-2} . Verwacht wordt dat ΔC weinig zal afhangen van de frequentie en dat $1/R$ evenredig zal zijn met ω^2 , behalve voor de hoogste frequenties.

Rectificatie

In het artikel van R. J. H. Alink, C. J. Dippel en K. J. Keuning: „Het metaal-diazonium-systeem voor fotografische reproductie”, in het October-nummer van dit tijdschrift, leze men in het onderschrift van fig. 1 (blz. 293) $0,012 \times 0,017$ cm in plaats van $0,012 \times 0,017$ mm.